

VISIT...

LANZAROTE
Caliente.COM

ФИЗИКА КОСМОСА

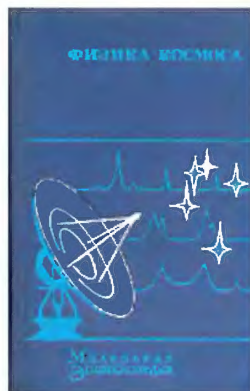
МАЛЕНЬКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ



ОТ ИЗДАТЕЛЬСТВА

ПРЕДИСЛОВИЕ

СОКРАЩЕНИЯ, СИМВОЛЫ, КОНСТАНТЫ



ЧАСТЬ-1

ОБЗОРНЫЕ СТАТЬИ

ЧТО ТАКОЕ КОСМОС	12
ЗВЁЗДЫ	17
АТМОСФЕРЫ ЗВЁЗД	28
СОЛНЦЕ	37
ПЛАНЕТЫ	50
ГАЛАКТИКА	62
ГАЛАКТИКИ	76
КОСМОЛОГИЯ	90

ЧАСТЬ-2

АЛФАВИТНЫЙ СЛОВАРЬ ТЕРМИНОВ

А	Б	В	Г	Д	Е	Ж	З	И
К	Л	М	Н	О	П	Р	С	Т
У	Ф	Х	Ц	Ч	Ш	Э	Ю	Я

ПРИЛОЖЕНИЕ

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

**НАУЧНО-РЕДАКЦИОННЫЙ СОВЕТ
ИЗДАТЕЛЬСТВА «СОВЕТСКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ»**

А. М. ПРОХОРОВ (председатель), И. В. АБАШИДЗЕ,
П. А. АЗИМОВ, А. П. АЛЕКСАНДРОВ,
В. А. АМБАРЦУМЯН, М. С. АСИМОВ, С. Ф. АХРОМЕЕВ,
Ю. Я. БАРАБАШ, Н. В. БАРАНОВ, А. Ф. БЕЛОВ,
Н. Н. БОГОЛЮБОВ, Ю. В. БРОМЛЕЙ, В. Х. ВАСИЛЕНКО,
Л. М. ВОЛОДАРСКИЙ, В. В. ВОЛЬСКИЙ, В. П. ГЛУШКО,
Д. Б. ГУЛИЕВ, А. А. ГУСЕВ (заместитель председателя),
Н. А. ЕГОРОВА, В. П. ЕЛЮТИН, В. С. ЕМЕЛЬЯНОВ,
К. А. ЗУФАРОВ, Ю. А. ИЗРАЭЛЬ, А. А. ИМШЕНЕЦКИЙ,
А. Ю. ИШЛИНСКИЙ, М. И. КАБАЧНИК, Г. А. КАРАВАЕВ,
Б. М. КЕДРОВ, Г. В. КЕЛДЫШ, В. А. КИРИЛЛИН,
И. Л. КНУНЯНЦ, Е. А. КОЗЛОВСКИЙ,
М. К. КОЗЫБАЕВ, Ф. В. КОНСТАНТИНОВ,
В. А. КОТЕЛЬНИКОВ, В. Н. КУДРЯВЦЕВ,
М. И. КУЗНЕЦОВ (заместитель председателя),
В. Г. КУЛИКОВ, И. А. КУТУЗОВ, Г. И. МАРЧУК,
Ю. Ю. МАТУЛИС, Г. И. НААН, И. С. НАЯШКОВ,
Б. О. ОРУЗБАЕВА, В. Г. ПАНОВ (первый заместитель
председателя), Б. Н. ПАСТУХОВ, Б. Е. ПАТОН,
В. М. ПОЛЕВОЙ, М. А. ПРОКОФЬЕВ, Ю. В. ПРОХОРОВ,
Н. Ф. РОСТОВЦЕВ, А. М. РУМЯНЦЕВ, Б. А. РЫБАКОВ,
В. П. САМСОН, М. И. СЛАДКОВСКИЙ, В. И. СМИРНОВ,
Г. В. СТЕПАНОВ, В. Н. СТОЛЕТОВ, Б. И. СТУКАЛИН,
М. Л. ТЕРЕНТЬЕВ, И. М. ТЕРЕХОВ, С. А. ТОКАРЕВ,
В. А. ТРАПЕЗНИКОВ, П. Н. ФЕДОСЕЕВ,
М. Б. ХРАПЧЕНКО, Е. И. ЧАЗОВ, И. П. ШАМЯКИН.

ФИЗИКА КОСМОСА

МАЛЕНЬКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ

ГЛАВНЫЙ РЕДАКТОР

Р. А. СЮНЯЕВ

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Ю. Н. ДРОЖЖИН-ЛАБИНСКИЙ,
Я. Б. ЗЕЛЬДОВИЧ, В. Г. КУРТ,
Р. З. САГДЕЕВ.

Издание второе,
переработанное
и дополненное

«СОВЕТСКАЯ ЭНЦИКЛОПЕДИЯ»
МОСКВА — 1986

РЕДАКЦИЯ ФИЗИКИ

Зав. редакцией Д. М. АЛЕКСЕЕВ, ст. научный редактор
Ю. Н. ДРОЖЖИН-ЛАБИНСКИЙ, научный редактор
Р. З. ДУРЛЕВИЧ, младший редактор Т. В. САМОЙЛОВА.

В ПОДГОТОВКЕ МАЛЕНЬКОЙ ЭНЦИКЛОПЕДИИ «ФИЗИКА КОСМОСА» ПРИНИМАЛИ УЧАСТИЕ

Редакция словника — зав. редакцией А. Л. ГРЕКУЛОВА,
научный редактор Э. С. ЗАГОРУЙКО, младший редактор
Н. М. ГНАТЕНКО.

Литературно-контрольная редакция — зав.
редакцией М. М. ПОЛЕТАЕВА, редактор Т. Б. ЗЕРЧЕНИНОВА,
ст. редактор И. И. ПЕТРОВА.

Группа библиографии — ст. научный редактор
В. А. СТУЛОВ, ст. редактор Т. Н. КОВАЛЕНКО.

Группа транскрипции и этимологии — научные
редакторы И. П. ОЛОВЯННИКОВА, Е. Л. РИФ.

Отдел комплектования — зав. отделом
Р. Б. ИВАННИКОВА, младший редактор Н. Ф. РОВИНСКАЯ.

Техническая редакция — зав. редакцией
А. В. РАДИШЕВСКАЯ, ст. художественно-технический редактор
Л. А. ЛЕБЕДЕВА.

Редакция иллюстраций — ст. художественный редактор
З. А. СУХОВА.

Корректорская — зав. корректорской Н. М. КАТОЛИКОВА и
А. Ф. ПРОШКО.

Главный художник издательства — Л. Ф. ШКАНОВ.

Оформление художника И. П. МАРКАРОВОЙ.

Маленькая энциклопедия «Физика космоса» знакомит читателей с основными проблемами и достижениями астрофизики — бурно развивающейся науки о физических явлениях во Вселенной. Исходным экспериментальным материалом для астрофизики служат данные наземной и внеатмосферной астрономии, а теоретической основой — законы физики, установленные и проверенные в земных условиях. В круг интересов астрофизики входит изучение не только традиционных астрономич. объектов — Солнца, Солнечной системы, звёзд, их систем и т. д., но и явлений микромира — свойств и взаимодействий мельчайших частиц вещества (элементарных частиц, атомов, молекул), от к-рых существенно зависят многие свойства космических тел и Вселенной в целом.

Следует подчеркнуть, что «Физика космоса» не может служить справочником для специалистов в области астрономии и астрофизики. Её цель — ознакомить широкий круг читателей, не имеющих специальной подготовки, с современным уровнем научных знаний о космосе. В связи с этим статьи энциклопедии написаны достаточно популярно, без применения сложного математического аппарата. Отбор статей определялся гл. обр. стремлением осветить важнейшие направления астрофизики и нарисовать основанную на научных представлениях картину мироздания. В то же время «Физика космоса» не претендует на исчерпывающее раскрытие затронутых вопросов как из-за ограниченности объёма книги, так и в связи с непрерывным потоком новой астрофизической информации.

«Физика космоса» делится на две части. Первая часть состоит из восьми обзорных статей, вводящих читателей в круг основных проблем и направлений исследований современной астрофизики. Вторая часть содержит около 350 статей, расположенных в алфавитном порядке. В этих статьях более углублённо изложены проблемы, затронутые в обзорных статьях, а также рассмотрены методы исследования и направления развития астрофизики (напр., «Оптическая астрономия», «Рентгеновская астрономия», «Нейтронная астрономия», «Космические лучи», «Ядерная астрофизика»).

Характер изложения статей второй части книги таков, что каждая из них является самостоятельной и может быть понята читателем, как правило, без обязательного обращения к др. статьям. Связи между статьями устанавливаются системой ссылок, позволяющей найти нужный материал в др. статьях. Ссылки на обзорные статьи выделены полужирным курсивным шрифтом, а на статьи второй части — курсивным. Статьи снабжены библиографией: сначала приводится более по-

пулярная литература, а затем — научные обзоры и монографии по затронутым в статьях проблемам.

В создании книги участвовал большой коллектив авторов: сотрудники Государственного астрономического института им. П. К. Штернберга, Института космических исследований АН СССР, Института земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн АН СССР, Института прикладной математики АН СССР, Института физики Земли АН СССР, Физического института им. П. Н. Лебедева, Института теоретической и экспериментальной физики и ряда др. научно-исследовательских учреждений. Особенно много труда в подготовку первого издания «Физики космоса» вложили проф. С. Б. Пикельнер (1921—1975) и проф. Д. А. Франк-Каменецкий (1910—1970), горячо поддерживавшие идею создания научно-популярной энциклопедии о космосе и написавшие для неё ряд статей. Проф. С. Б. Пикельнер отредактировал также весь текст первого издания «Физики космоса». Редколлегия второго, переработанного и дополненного издания «Физики космоса» старалась сохранить общий стиль первого издания, нашедшего признание у читателей.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Предлагаемая читателю книга представляет собой 2-е издание Маленькой энциклопедии «Физика космоса», выпущенной 10 лет назад.

Физика космоса, в частности астрофизика и учение о Вселенной в целом — космология, находится на переднем крае науки и развивается необычайно интенсивно. Поэтому составление современной энциклопедии знаний в этой области потребовало больших усилий как от редакционной коллегии, так и от авторов. По сравнению с первым изданием в полтора раза увеличился общий объём энциклопедии, при этом большое число статей написано заново. Необходимо также отметить преемственность нового издания, выразить большое уважение и благодарность нашим предшественникам — редакционной коллегии и авторам первого издания, и, прежде всего, подчеркнуть выдающуюся роль безвременно ушедших из жизни — главного редактора 1-го издания профессора С. Б. Пикельнера и члена редколлегии профессора Д. А. Франк-Каменецкого. Им в первую очередь мы обязаны общим замыслом книги и её оригинальностью.

Следуя традиции, заложенной редколлекцией 1-го издания, мы стремились изложить именно физику космоса. Практически это означает, что в энциклопедии наряду с данными астрономических наблюдений максимальное внимание уделяется физическим законам, лежащим в основе рассматриваемых явлений. В кратком и, по возможности, доступном виде в ней освещено современное состояние фундаментальной науки — теории элементарных частиц, теории поля и теории тяготения. Большое внимание уделяется современной теории ранней Вселенной, а также теории экстремальных состояний небесных тел: в частности чёрных дыр и нейтронных звёзд, проявляющих себя как радиопульсары, рентгеновские пульсары и барстеры. Наряду с классической оптической астрономией большое внимание уделено новым направлениям астрономии — радиоастрономии, гамма-, рентгеновской и нейтринной астрономии.

Наука, естественно, непрерывно развивается, и после выхода «Физики космоса» в свет безусловно появятся много принципиально новых результатов. Редколлегия надеется, что эти результаты дополнят, но не опровергнут научные выводы, сделанные в данной книге.

Здесь поучительно привести слова С. Б. Пикельнера из предисловия к первому изданию:

«В необычных астрофизических явлениях законы физики предстают перед исследователями в ином ракурсе, более глубоко раскрывая своё содержание. По-видимому, здесь кроется одна из причин того, что со 2-й половины 20 в. в области астрофизики стали работать многие физики. Обогащение астрономии тонкими физическими методами исследований способствовало существенному продвижению вперёд в познании природы космических объектов.

В связи с открытием ряда необычных космических тел и процессов (например, активности ядер галактик) некоторыми учёными были высказаны сомнения в справедливости основных физических законов (главным образом законов сохранения

энергии и вещества). Однако известно, что определённые физические представления применимы в ограниченной области физических условий (где они адекватно отражают физическую реальность). За пределами области применимости физические представления нуждаются в уточнении и расширении... Имеющиеся трудности в объяснении свойств некоторых космических тел ещё не говорят о возможности нарушений фундаментальных законов физики. Есть все основания считать, что наблюдаемые космические явления можно объяснить на основе известных физических законов. Для астрофизиков космос является продолжением физической лаборатории, где углублённо изучаются важнейшие физические законы, создаются и проверяются новые физические представления и теории». Развитие астрофизики и особенно космологии за истекшие после выхода первого издания десять лет полностью подтверждает эти слова.

С. Б. Пикельнер и Д. А. Франк-Каменецкий, вложившие много сил и души в первое издание «Физики космоса», известны как первоклассные учёные, авторы замечательных книг и люди высоких человеческих качеств. Члены редколлегии второго издания на протяжении десятилетий имели счастье быть их близкими друзьями, соратниками или учениками. Пусть предлагаемая книга, продолжающая традиции первого издания, напомним о них новому поколению учёных и всем, интересующимся космосом и астрономией.

Редакционная коллегия.

ОСНОВНЫЕ СОКРАЩЕНИЯ

абс. — абсолютный
в т. ч. — в том числе
в., вв. — век, века
внеш. — внешний
внутр. — внутренний
г., гг. — год, годы
гл. обр. — главным образом
др. — другие
ед. — единица
значит. — значительный
ИК — инфракрасный
ИСЗ — искусственный спутник
Земли
КА — космический аппарат
к.-л. — какой-либо
к.-н. — какой-нибудь
коэфф. — коэффициент
к-рый — который
магн. — магнитный
макс. — максимальный
миним. — минимальный
млн. — миллион
млрд. — миллиард
наз. — называть, называться
напр. — например
норм. — нормальный
ок. — около
осн. — основной
пост. — постоянный
прибл. — приблизительно
рентг. — рентгеновский
св. лет — световых лет
св-во — свойство
след. обр. — следующим образом
см. — смотри
совр. — современный
ср. — средний
ст. — статья
сут — сутки
табл. — таблица
т. к. — так как
т. н. — так называемый
т. о. — таким образом
темп-ра — температура
уд. — удельный
ур-ние — уравнение
УФ — ультрафиолетовый
физ. — физический
ф-ла — формула
ф-ция — функция
хим. — химический
ЭВМ — электронная вычислительная машина
эл.-магн. — электромагнитный
явл. — являться

В прилагательных и причастиях допускается отсечение окончаний и суффиксов: «альный», «ельный», «енный», «еский», «иальный», «ионный» (напр., «спектр.» —

спектральный, «количество» — количественный, «гравитац.» — гравитационный). Допускается также сокращение слов, обозначающих государственную, национальную или языковую принадлежность (напр., «амер.» — американский, «англ.» — английский).

АСТРОНОМИЧЕСКИЕ СИМВОЛЫ

☉ — Солнце
☾ — Луна
☿ — Меркурий
♀ — Венера
⊕, ♂ — Земля
♂ — Марс
♃ — Юпитер
♄ — Сатурн
♅ — Уран
♆ — Нептун
♇ — Плутон
 $M_{\odot}$ — масса Солнца
 $L_{\odot}$ — светимость Солнца
 $R_{\odot}$ — радиус Солнца

ФИЗИЧЕСКИЕ КОНСТАНТЫ

Гравитационная постоянная
 $G = 6,6720 \cdot 10^{-11} \text{ Н} \cdot \text{м}^2 / \text{кг}^2$
Скорость света в вакууме
 $c = 2,9979 \cdot 10^8 \text{ м/с}$
Постоянная Планка
 $h = 6,6262 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$
 $\hbar = h / 2\pi = 1,0546 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$
Масса покоя электрона
 $m_e = 9,1095 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$
 $m_e \cdot c^2 = 0,5110 \text{ МэВ}$
Масса покоя протона
 $m_p = 1,6726 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
 $m_p \cdot c^2 = 938,28 \text{ МэВ}$
Элементарный заряд
 $e = 1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$
Атомная единица массы
 $1 \text{ а. е. м.} = 1,6606 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Постоянная Авогадро
 $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$
Универсальная газовая постоянная
 $R_0 = 8,3144 \text{ Дж} \cdot \text{моль}^{-1} \text{ К}$
Постоянная Больцмана
 $k = 1,3807 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} \cdot \text{К}^{-1}$
Постоянная Ридберга
 $R_{\infty} = 1,0974 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$
 $R_{\infty} h c = 13,606 \text{ эВ}$
 $R_H = 1,0968 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$
Постоянная Стефана — Больцмана
 $\sigma = 5,6703 \cdot 10^{-8} \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-4}$

СОКРАЩЁННЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ НЕКОТОРЫХ ЕДИНИЦ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

$\text{\AA}$ — ангстрем
 A — ампер
 $a. e.$ — астрономическая единица
 $a. e. m.$ — атомная единица массы
 B — вольт
 Bt — ватт
 Gn — генри
 $^{\circ}, ', ''$ — градус, минута, секунда дуги
 $^{\circ}C, K$ — градус температурных шкал Цельсия и Кельвина
 Gc — гаусс
 $Dж$ — джоуль
 $дин$ — дина
 $Kл$ — кулон
 $лк$ — люкс
 $лм$ — люмен
 N — ньютон
 $пк$ — парсек
 $кпк$ — килопарсек
 $Мпк$ — мегапарсек
 c — секунда
 $ср$ — стерадиан
 $\mathcal{O}$ — эрстед
 $эВ$ — электронвольт

СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ НЕКОТОРЫМИ ФИЗИЧЕСКИМИ ЕДИНИЦАМИ

$1 \text{\AA} = 10^{-10} \text{ м} = 10^{-8} \text{ см} = 0,1 \text{ нм}$
 $1 a. e. = 1,49 \cdot 10^{11} \text{ м} = 1,49 \cdot 10^{13} \text{ см}$
 $1 лк = 3,086 \cdot 10^{16} \text{ м} = 206\,265 \text{ а. е.}$
 $1 \text{ Дж} = 10^7 \text{ эрг}$
 $1 \text{ Вт} = 1 \text{ Дж/с} = 10^7 \text{ эрг/с}$
 $1 \text{ МэВ} = 1,60201 \cdot 10^{-13} \text{ Дж}$
 $= 1,60201 \cdot 10^{-6} \text{ эрг/с}$
 1 МэВ соответствует $5,61 \cdot 10^{-25} \text{ кг}$
 $1 \text{ эВ/к} = 11604,5 \text{ К}$
 $1 \text{ эВ/}\hbar c = 8065,48 \text{ см}^{-1}$
 $1 \text{ эВ/}\hbar = 2,418 \cdot 10^{14} \text{ Гц}$

ОБОЗНАЧЕНИЯ ФИЗИЧЕСКИХ ВЕЛИЧИН

B — индукция магнитного поля
 D, d — размер (диаметр) тела
 $\mathcal{E}$ — энергия физической системы, частицы
 E — напряжённость электрического поля
 F — сила
 f — частота

g — ускорение
 H — напряжённость магнитного поля
 h — высота, угловой час
 I — интенсивность излучения
 L — светимость
 m — масса частицы, звёздная величина, угловая минута
 $\mathcal{M}$ — масса звезды, космического тела
 M — абсолютная звёздная величина
 N, n — плотность числа частиц (концентрация частиц)
 R, r — радиус-вектор наблюдателя, радиус тела
 s — угловая секунда
 t — время, температура
 T — время, период, абсолютная температура
 $T_{\text{э}}$ — эффективная температура
 U — потенциальная энергия
 v — скорость
 V — объём
 Z — атомный номер
 z — красное смещение
 ε — энергия фотона
 λ — длина волны
 ν — частота
 ρ — плотность
 φ — плоский угол
 Ω — телесный угол
 ω — круговая частота

ОБОЗНАЧЕНИЯ ЧАСТИЦ

e^- — электрон
 e^+ — позитрон
 n — нейтрон
 p — протон
 γ — фотон
 μ — мюон
 $\nu, \bar{\nu}$ — нейтрино и антинейтрино
 ν_e, ν_{μ} — электронное и мюонное нейтрино
 π — пи-мезон

МАТЕМАТИЧЕСКИЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

$\lg$ — десятичный логарифм
 $\ln$ — натуральный логарифм
 e — основание натуральных логарифмов
 $\exp$ — степень e
 grad — градиент
 $\sim$ — порядок величины, пропорционально
 $\approx$ — приближённо равно
 $\geq (\leq)$ — больше (меньше) или равно

ЧАСТЬ-I

ОБЗОРНЫЕ СТАТЬИ

ЧТО ТАКОЕ КОСМОС	12
ЗВЁЗДЫ	17
АТМОСФЕРЫ ЗВЁЗД	28
СОЛНЦЕ	37
ПЛАНЕТЫ	50
ГАЛАКТИКА	62
ГАЛАКТИКИ	76
КОСМОЛОГИЯ	90

ЧТО ТАКОЕ КОСМОС

Человечество вступило в космич. век. В наше время всякому образованному человеку необходимо знать, что такое космос, и иметь представление о происходящих в космосе процессах.

Прежде чем перейти к изложению совр. представлений о космосе, выясним значение самого слова «космос». «Космос» по-гречески — это порядок, устройство, стройность (вообще, нечто упорядоченное). Философы Древней Греции понимали под словом «космос» Мироздание, рассматривая его как упорядоченную гармоничную систему. Космосу противопоставлялся беспорядок, хаос. Для древних греков понятия порядка и красоты в явлениях природы были тесно связаны. Эта точка зрения держалась в философии и науке долго; недаром даже Коперник считал, что орбиты планет должны быть окружностями лишь потому, что окружность красивее эллипса.

В понятие «космос» сначала включали не только мир небесных светил, но и всё, с чем мы сталкиваемся на поверхности Земли. Знаменитый естествоиспытатель 19 в. Александр Гумбольдт создал фундаментальный труд «Космос» (5 томов, 1845—62), суммировавший всё, что тогда было известно о природе вообще.

Иногда под космосом понимали только планетную систему, окружающую Солнце. В совр. словоупотреблении в связи с этим остался термин «космогония», к-рым обычно обозначают науку о происхождении Солнечной системы, а не всей Вселенной в целом.

Чаще под космосом понимают Вселенную, рассматриваемую как нечто единое, подчиняющееся общим законам. Отсюда происходит название космологии — науки, пытающейся найти законы строения и развития Вселенной как целого. Т. о., в названиях «космогония» и «космология» космос понимается в разном смысле.

С начала космич. эры (с 1957 г., когда в СССР был запущен первый спут-

ник) слово «космос» приобрело ещё одно значение, связанное с осуществлением давнишней мечты человечества о космич. полётах. В таких терминах, как «космический полёт» или «космонавтика», космос противопоставляется Земле.

В совр. понимании космос есть всё находящееся за пределами Земли и её атмосферы. Иногда говорят «космическое пространство»; в странах, пользующихся англ. языком, — «внешнее пространство» (outer space) или даже просто «пространство» (space).

Ближайшая и наиболее доступная исследованию область космич. пространства — околоземное пространство. Именно с этой области началось освоение космоса людьми, в ней побывали первые ракеты и пролегли первые трассы ИСЗ. Полёты космич. кораблей с экипажами на борту и выход космонавтов непосредственно в космич. пространство значительно расширили возможности исследования «ближнего космоса». Космич. исследования включают также изучение «дальнего космоса» и ряда новых явлений, связанных с влиянием невесомости и др. космич. факторов на физ.-хим. и биологич. процессы.

Какова же физ. природа околоземного пространства? Газы, образующие верхние слои земной атмосферы, ионизованы УФ-излучением Солнца, т. е. находятся в состоянии *плазмы*. Плазма взаимодействует с магн. полем Земли так, что магн. поле оказывает на плазму давление. С удалением от Земли давление самой плазмы падает быстрее, чем давление, оказываемое на неё земным магн. полем. Вследствие этого плазменную оболочку Земли можно разбить на две части. Нижняя часть, где давление плазмы превышает давление магн. поля, носит название и о н о с ф е р ы. Здесь плазма ведёт себя в основном, как обычный газ, отличаясь только своей электропроводностью. Выше лежит м а г н и т о с ф е р а — область, где давление магн.

поля больше, чем газовое давление плазмы. Поведение плазмы в магнитосфере определяется и регулируется прежде всего магн. полем и коренным образом отличается от поведения обычного газа. Поэтому, в отличие от ионосферы, к-рую относят к *верхней атмосфере* Земли, магнитосферу принято относить уже к космич. пространству. По физ. природе околоземное пространство, или ближний космос,— это и есть магнитосфера.

В магнитосфере становятся возможными явления захвата заряженных частиц магн. полем Земли, к-рое действует как естественная магнитная ловушка. Так образуются радиационные пояса Земли.

Отнесение магнитосферы к космич. пространству обуславливается тем, что она тесно взаимодействует с более далёкими космич. объектами, и прежде всего с Солнцем. Внешняя оболочка Солнца — корона — испускает непрерывный поток плазмы — *солнечный ветер*. У Земли он взаимодействует с земным магн. полем (для плазмы достаточно сильное магн. поле — то же, что твёрдое тело), обтекая его, как сверхзвуковой газовый поток обтекает препятствие. При этом возникает стационарная отходящая *ударная волна*, фронт к-рой расположен на расстоянии ок. 14 радиусов Земли (~100 000 км) от её центра с дневной стороны. Ближе к Земле плазма, прошедшая через фронт волны, находится в беспорядочном турбулентном движении. Переходная турбулентная область кончается там, где давление регулярного магн. поля Земли превосходит давление турбулентной плазмы солнечного ветра. Это — внеш. граница магнитосферы, или *магнитопауза*, расположенная на расстоянии ок. 10 земных радиусов (~60 000 км) от центра Земли с дневной стороны. С ночной стороны солнечный ветер образует плазменный хвост Земли (иногда его неточно наз. газовым). Проявления солнечной активности — *вспышки на Солнце* — приводят к выбросу солнечного вещества в виде отдельных плазменных сгустков. Сгустки, летящие в направлении Земли, ударяясь о магнитосферу, вызывают её кратковрем. сжатие с последующим расширением. Так возникают магн. бури, а нек-рые частицы сгустка, проникающие через магнитосферу, вызывают полярные сия-

ния, нарушения радио- и даже телеграфной связи. Наиболее энергичные частицы сгустков регистрируются как *солнечные космические лучи* (они составляют лишь малую часть общего потока космич. лучей).

Перейдём теперь к Солнечной системе. Здесь находятся ближайшие цели космич. полётов — Луна и планеты. Пространство между планетами заполнено плазмой очень малой плотности, к-рую несёт солнечный ветер. Характер взаимодействия плазмы солнечного ветра с планетами зависит от того, имеют или нет планеты магн. поле. Магн. поля Юпитера и Сатурна значительно сильнее земного поля, поэтому магнитосферы этих планет-гигантов значительно протяжённое земной магнитосферы. Наоборот, магн. поле Марса настолько слабо (в сотни раз слабее земного), что с трудом сдерживает налетающий поток солнечного ветра на самых ближних подступах к поверхности планеты. Примером немагнитной планеты является Венера, полностью лишённая магнитосферы. Однако взаимодействие сверхзвукового потока плазмы солнечного ветра с верхней атмосферой Венеры и в этом случае приводит к образованию ударной волны.

Большим разнообразием отличается семейство естественных спутников планет-гигантов. Один из спутников Юпитера, Ио, явл. самым активным в вулканич. отношении телом Солнечной системы. Титан, самый крупный из спутников Сатурна, обладает достаточно плотной атмосферой, едва ли не сравнимой с земной. Весьма необычным явл. и взаимодействие таких спутников с окружающей их плазмой магнитосфер материнских планет. Кольца Сатурна, состоящие из каменных и ледяных глыб разных размеров, вплоть до мельчайших пылинки, можно рассматривать как гигантский конгломерат миниатюрных естественных спутников.

По очень вытянутым орбитам вокруг Солнца движутся *кометы*. Ядра комет состоят из отдельных камней и пылевых частиц, вмороженных в глыбу льда. Лёд этот не совсем обычный, в нём кроме воды содержатся аммиак и метан. Хим. состав кометного льда напоминает состав самой большой планеты — Юпитера. Когда комета приближается к Солнцу, лёд частично испаряется, образуя гигантский газовый

хвост кометы. Кометные хвосты обращены в сторону от Солнца, т. к. постоянно испытывают воздействие давления излучения и солнечного ветра.

Наше Солнце — лишь одна из множества звёзд, образующих гигантскую звёздную систему — *Галактику*. А эта система в свою очередь — лишь одна из множества др. галактик. Астрономы привыкли относить слово «Галактика» как имя собственное к нашей звёздной системе, а то же слово как нарицательное — ко всем таким системам вообще. Наша Галактика содержит 150—200 млрд. звёзд. Они располагаются так, что Галактика имеет вид плоского диска, в середине к-рого как бы вставлен шар диаметром меньшим, чем у диска. Солнце расположено на периферии диска, практически в его плоскости симметрии. Поэтому, когда мы смотрим на небо в плоскости диска, то видим на ночном небосводе светящуюся полосу — Млечный Путь, состоящий из звёзд, принадлежащих диску. Само название «Галактика» происходит от греческого слова *galaktikos* — млечный, молочный и означает систему Млечного Пути.

Астрономы установили, что звёзды галактич. диска, как правило, отличаются по физ. и хим. св-вам от звёзд шара. Эти два типа «населения» нашей звёздной системы наз. плоской и сферич. составляющими. В диске кроме звёзд есть ещё значит. количества межзвёздного газа и пыли. Из данных радиоастрономии следует, что диск нашей Галактики имеет спиральную структуру, подобную той, какую можно видеть на фотографиях др. галактик (напр., знаменитой туманности Андромеды).

Изучение спектров звёзд, их движений и др. св-в в сопоставлении с теоретич. расчётами позволило создать теорию строения и эволюции звёзд. По этой теории осн. источником энергии звёзд явл. *ядерные реакции*, протекающие глубоко в недрах звезды, где темп-ра в тысячи раз больше, чем на поверхности. Ядерные реакции в космосе и происхождение хим. элементов изучает ядерная астрофизика. На определённых стадиях эволюции звёзды выбрасывают часть своего вещества, к-рое присоединяется к межзвёздному газу. Особенно мощные выбросы происходят при звёздных взрывах, наблюдаемых как вспышки *сверхновых звёзд*.

Остатки таких взрывов часто становятся *пульсарами* — *нейтронными звёздами* радиусом ок. 10 км со сверхсильными магн. полями, создающими условия для возникновения компактных, но чрезвычайно мощных магнитосфер. Предполагается, что магн. поле пульсара в центре Крабовидной туманности, являющейся классич. примером продукта вспышки сверхновой, в 10^{12} раз больше земного по напряжённости. В двойных звёздных системах нейтронные звёзды могут проявлять себя как *рентгеновские пульсары*. С нейтронными звёздами связывают и т. н. *барстеры* — галактич. объекты, характеризующиеся спорадическими кратковрем. всплесками рентгеновского и мягкого гамма-излучения.

В др. случаях при звёздных взрывах могут образоваться *чёрные дыры* — объекты, вещество к-рых падает к центру со скоростью, близкой к скорости света, и в силу эффектов общей теории относительности (теории тяготения) как бы застывшее в этом падении. Из недр чёрных дыр излучение вырваться не может. В то же время окружающее чёрную дыру вещество образует т. н. аккреционный диск и при определённых условиях испускает рентг. излучение за счёт гравитац. энергии притяжения к чёрной дыре.

При звёздных взрывах и в окрестностях пульсаров отдельные частицы плазмы ускоряются и приобретают колоссальные энергии. Эти частицы дают вклад в высокоэнергетическую составляющую межзвёздного газа — *космические лучи*. По количеству вещества они составляют весьма малую, но по энергии — весьма существенную часть межзвёздного газа. Космич. лучи удерживаются в Галактике магн. полями. Их давление играет важную роль в поддержании формы галактич. диска. В земной атмосфере космич. лучи взаимодействуют с ядрами атомов воздуха, образуя множество новых ядерных частиц. Изучение космич. лучей у поверхности Земли следует отнести к ядерной физике. Приборы, вынесенные за пределы атмосферы, дают сведения о первичных космич. лучах, важные уже для исследования космоса. Таковы структура и физ. процессы, характерные для нашей Галактики.

Др. *галактики* показывают большее разнообразие форм и числа входя-

щих в них звёзд, интенсивности эл.-магн. излучения в различных диапазонах длин волн. Происхождение галактик и причины, по которым разные галактики имеют те или иные формы, размеры и др. физ. св-ва, — одна из самых трудных проблем совр. астрономии и космологии.

Переходя к ещё более грандиозным масштабам, мы вступаем в область, о которой пока мало известно. Проблемой строения и развития Вселенной в целом занимается *космология*. Для неё особо важное значение имеют новейшие достижения *радиоастрономии*. Обнаружены источники радиоволн и света громадной мощности — *квазары*. В их спектрах линии сильно смещены к красному концу спектра. Это значит, что они очень далеки от нас — свет идёт от них миллиарды лет. Наблюдая квазары, астрономы имеют возможность изучать Вселенную (метагалактику) на ранних стадиях её развития. Откуда берётся чудовищная энергия, излучаемая квазарами, — одна из самых волнующих загадок науки. Др. важное открытие — обнаружение «фона» радиочастотного излучения, пронизывающего равномерно по всем направлениям космич. пространство. Это реликтовое радиоизлучение — остаток древнейших эпох, позволяющий судить о состоянии Вселенной многие миллиарды лет назад.

Для совр. этапа развития наук о космосе характерно колоссальное нарастание потока поступающей информации. Если раньше астрономич. приборы воспринимали только видимый свет, то теперь данные о космосе получают из анализа всего эл.-магн. спектра. Значит, информацию о физ. процессах в межзвёздной среде даёт изучение первичных космич. лучей. Удалось обнаружить всепроникающие частицы *нейтрино*, приходящие от Солнца. В перспективе возможно обнаружение и изучение нейтрино из глубин космоса. Расширение каналов поступления информации связано как с выходом средств наблюдения в космос (внеатмосферная и баллонная астрономия, непосредств. исследования Луны и планет приборами, доставленными на их поверхность), так и с усовершенствованием наземной аппаратуры.

Важность выноса в космос исследовательской аппаратуры объясняется тем, что природа поместила нас надно

воздушного океана, чем сузила возможности изучения космоса, но в то же время защитила от многих видов космич. излучения. Атмосфера пропускает эл.-магн. излучение к поверхности Земли лишь в двух узких интервалах частот, или, как говорят, «окнах»: одно — в области видимого света, другое — в радиодиапазоне. Только с помощью приборов, вынесенных за пределы атмосферы, удалось зарегистрировать рентгеновское и гамма-излучение, УФ- и ИК-лучи, идущие из космоса. То же относится и к первичным космич. лучам.

Для повышения эффективности наземных наблюдений особое значение имеет применение мощных *радиотелескопов*, позволивших получить такие важные результаты, как открытие квазаров и пульсаров. Однако и в классической оптич. области (в области длин волн видимого света) мощность и чувствительность приборов непрерывно возрастают не только за счёт увеличения диаметра главного зеркала телескопов, но и благодаря введению принципиально новых методов регистрации и усиления света, таких, напр., как электронно-оптич. преобразователи, матричные приёмники.

Огромный скачок в познании космоса, произошедший во второй половине 20 в., объясняется в первую очередь глубоким внедрением во всю сферу наук о природе достижений одной из ведущих наук современности — физики. Новые физ. методы исследования и открытия в области фундаментальных св-в материи дали астрономии столь много, что совр. астрономия в очень большой своей части превратилась в астрофизику. Все космич. явления — от околоземного пространства и до Вселенной как целого — истолковываются на основе достижений совр. физики. Каждая новая область физики и её достижения (атомная и ядерная физика, физика элементарных частиц и теория поля, физика плазмы, магн. гидродинамика и т. д.) немедленно находят широкое применение в изучении космоса, поскольку физические законы, открытые на Земле, полностью сохраняют свою силу и в глубинах космоса.

С другой стороны, изучение физ. процессов, протекающих в грандиозных космич. масштабах, существенно обогащает физику. Между физикой

лабораторной и физикой космической происходит непрерывный обмен научными идеями. Так, *синхротронное излучение*, открытое в ускорителях частиц, позволило объяснить механизм излучения Крабовидной туманности и др. космич. объектов. В свою очередь магн. гидродинамика, возникшая в связи с астрофизич. проблемами, получила широкое развитие в физ. лабораториях и в технике. О термоядерных реакциях физики впервые заговорили как об источниках энергии звёзд, а сейчас проблема освоения

этих реакций в лаборатории и технике стала одной из центральных для совр. физики.

Новейшие открытия в космосе (кварзы, реликтовое радиоизлучение, нейтронные звёзды и т. д.) связаны с глубочайшими проблемами физики. Многие исследователи полагают, что дальнейшее изучение космич. объектов и явлений позволит существенно углубить наши знания о самых фундаментальных законах природы.

Д. А. Франк-Каменецкий,
Р. З. Сагдеев,

Содержание:

1. Введение	17
2. Данные наблюдений	18
3. Внутреннее строение звёзд	20
4. Ядерные реакции и эволюция звёзд	23
5. Необычные (пекулярные) звёзды	25

1. Введение

З. даже в самый сильный телескоп видны лишь как светящиеся точки с различным блеском и цветом. Раскрыть природу З. помогли точные физ. методы исследования и знание общих законов природы, действующих как в земных, так и в космич. условиях. Осн. данные о св-вах З. получены из анализа звёздных спектров и путём сопоставления результатов наблюдений с теоретич. расчётами. Спектры дают сведения о состоянии внеш. слоёв З.— их атмосфер (см. *Атмосферы звёзд*). Так, изучение спектров З. и сравнение их со спектром Солнца позволили сделать вывод, что *Солнце* — обычная З., только самая близкая к нам. О внутр. строении З. пока можно судить только по результатам теоретич. расчётов и их сопоставлению с данными наблюдений.

В З. сосредоточена осп. масса видимого вещества галактик. З.— мощные источники энергии. В частности, жизнь на Земле обязана своим существованием энергии излучения Солнца. Вещество З. находится в ином состоянии, чем вещество в привычных для нас земных условиях. Электроны у поверхности З. частично, а в недрах её полностью оторваны от атомов, т. е. вещество З. представляет собой *плазму*. В большинстве З. плазма отличается от обычного идеального газа только эл.-магн. св-вами. На поздних стадиях развития З. (напр., в *белых карликах*) звёздное вещество переходит в состояние *вырожденного газа*, а иногда и нейтронного вещества (см. *Нейтронные звёзды*).

З. в космич. пространстве не распределены равномерно, они образуют звёздные системы. К ним относятся кратные З., скопления и галактики. Самые малые системы — кратные З. (*двойные звёзды*, *тройные* и т. д.). Более крупные системы, содержащие от неск. десятков З. до миллионов, наз. *звёздными скоплениями*. Различают *шаровые* и *рассеянные* звёзд-

ные скопления. В *шаровых звёздных скоплениях* пространственная концентрация З. резко увеличивается к центру скопления (общее число их в скоплении может достигать неск. миллионов). Рассеянные скопления содержат часто всего лишь неск. десятков или сотен З. Примером рассеянного скопления могут служить видимые невооружённым глазом Плеяды.

Осн. структурными единицами во Вселенной явл. грандиозные звёздные системы — *галактики*, к ним принадлежит и наша *Галактика*, в к-рой находится Солнце. Галактика содержит ~ 150—200 млрд. З. Осн. количество их заключено в объёме линзовидной формы поперечником ок. 30 кпк и толщиной центральной части ок. 4 кпк. Солнечная система находится в плоскости Галактики ближе к её краю, поэтому для земного наблюдателя большинство З. расположено на небе сравнительно узкой полосой (Млечный Путь, рис. 1). Для удобства ориентирования небесная сфера разделена на 88 частей — созвездий. Отдельные З. в созвездиях обозначают буквами греческого и латинского алфавитов или сочетанием букв и цифр согласно системам обозначений, принятым в различных звёздных каталогах (см. *Каталоги астрономические*). Большинство З. находится в стационарном состоянии, т. е. изменений их физ. характеристик не наблюдается. Это отвечает состоянию равновесия. Однако наблюдения показывают, что существуют и такие З., св-ва к-рых меняются видимым образом. Их наз. *переменными З.* и *нестационарными З.* С теоретич. точки зрения переменность и нестационарность — проявления неустойчивости состояния равновесия З. Переменные звёзды нек-рых типов изменяют своё состояние регулярным или нерегулярным образом. Следует отметить З., в к-рых непрерывно или время от времени происходят вспышки, в частности *новые звёзды*. При вспышках (взрывах) т. н.

сверхновых звёзд вещество З. в нек-рых случаях может быть полностью рассеяно в пространстве.

областях спектра наз. *показателем цвета*. Это количественная мера *цвета звёзд*. Чем краснее З., тем больше по-

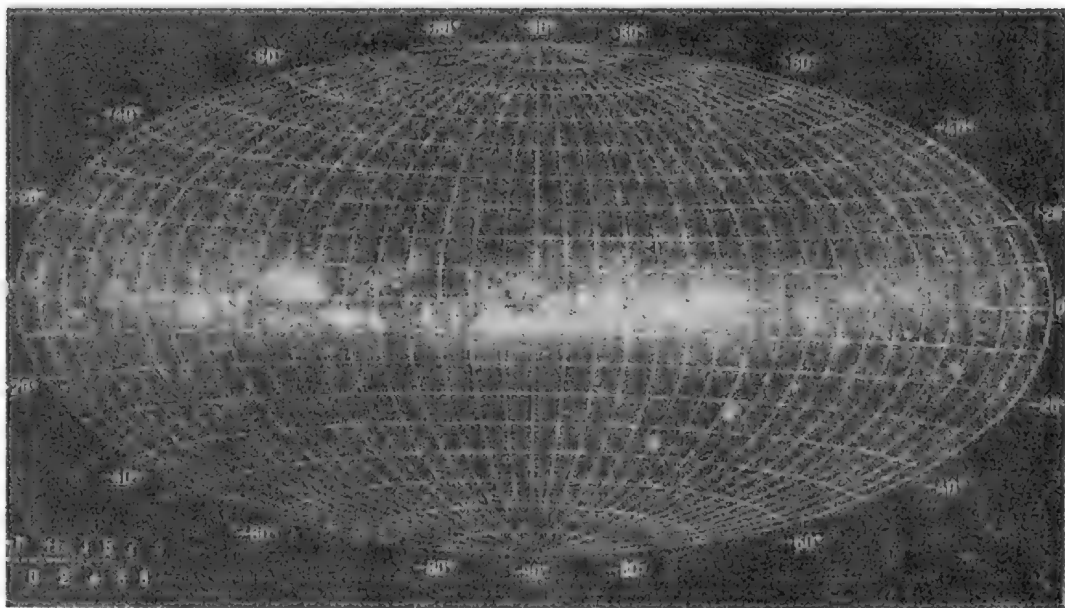


Рис. 1. Распределение на небосводе звёзд до 8-й звёздной величины. Отчётливо выделяется Млечный Путь — концентрация звёзд к плоскости Галактики. Указаны галактические широты и долготы. Внизу слева — шкала звёздных величин.

2. Данные наблюдений

Основные понятия и определения. Необходимо различать кажущиеся, или видимые, характеристики З. и истинные, или абсолютные, их параметры. Видимые характеристики зависят как от св-в самой З., так и от расстояния до неё, а также от методов и приборов, к-рыми ведётся наблюдение. Важнейшей видимой характеристикой служит *блеск* З. Его принято выражать в логарифмич. шкале *звёздных величин*. По традиции звёздные величины определяют так, что чем ярче З., тем меньше её звёздная величина.

З. отличаются друг от друга по спектр. составу излучения, поэтому звёздная величина зависит от спектр. чувствительности метода измерения.

В совр. многоцветной *астрофотометрии* З. выделяют полосы в ультрафиолетовой (У), синей (В), визуальной (V), а иногда ещё в красной (R) и инфракрасной (I) областях спектра. Разность звёздных величин в соседних

казатель цвета и тем ниже темп-ра поверхности З. Если одинаковые З. находятся на разных расстояниях от нас, то чем ближе З., тем она кажется ярче (тем больше создаваемая ею *освещённость* у поверхности Земли). Освещённости при этом обратно пропорциональны квадратам расстояний. Полную мощность излучения (*светимость*) З. можно узнать только в том случае, если кроме освещённости известно ещё и расстояние до З. Умножая освещённости на квадраты расстояний до З., получают значения, пропорциональные их светимостям.

Если расстояние до З. неизвестно, то её светимость оценивают по приближённым эмпирич. зависимостям. Так, разности интенсивностей нек-рых спектр. линий, а также периоды пульсаций переменных З. типа *цефеид* зависят от светимости. Это также позволяет найти расстояние до З. по освещённости, создаваемой З., и её светимости. Если исходят из спектров, то такой косвенный метод определения расстояний до З. наз. *методом спектра*.

параллакс (см. *Расстояния до космических объектов*).

Эмпирическая классификация З. Важнейшую информацию о св-вах З. дают их спектры. Соответственно, важнейшее значение в астрофизике имеет спектр. классификация З. *Спектральные классы* установлены эмпирически по целому ряду характерных особенностей спектра З. В первую очередь спектр. классы характеризуют темп-ру поверхности З., от к-рой в основном зависит возбуждение и ионизация атомов, т. е. факторы, определяющие наличие тех или иных линий в звёздных спектрах. Классы обозначаются по традиции заглавными латинскими буквами, расположенными не в алфавитном порядке. Различают основные и побочные спектр. классы. Осн. классы О, В, А, F, G, K, М расположены в порядке понижения температуры поверхности З. Побочные классы R, N, S отличаются не темп-рой, а особенностями спектра, к-рые могут зависеть либо от хим. состава, либо от условий ионизации в атмосферах З. Подавляющее большинство З. относится к основному спектр. классам. Самые горячие З. (голубые по цвету) относятся к классу О, а самые холодные (красные) — к классу М.

Кроме спектр. классификации существует классификация З. по светимости. Простейший вид этой классификации заключается в разделении З. на гиганты и карлики. При более подробной классификации выделяют сверхгиганты, субгиганты, субкарлики и т. д. Эти подразделения образуют последовательности З. на *Герцшпрунга — Расселла диаграмме*. Большинство З. на этой диаграмме образует т. н. главную последовательность, или ветвь карликов. На главной последовательности находится и наше Солнце.

Параметры звёзд. Осн. параметры З. — светимость L , масса M и радиус R . Их численные значения принято выражать соответственно в единицах солнечной светимости ($L_{\odot} = 3,86 \cdot 10^{33}$ эрг/с), солнечной массы ($M_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{33}$ г) и солнечного радиуса ($R_{\odot} = 6,96 \cdot 10^{10}$ см).

Если бы все З. имели одинаковый хим. состав, то их светимость и радиус были бы однозначными функциями массы З. (теорема Расселла — Фогта). В действительности, по мере протека-

ния ядерных реакций в недрах З., меняется не только общий хим. состав, но и распределение хим. элементов внутри З. На поздних стадиях эволюции З. имеют сложную (гетерогенную) структуру, они состоят из ядра и оболочек разного состава, на границе между к-рыми меняются плотность и темп-ра. Такова структура красных и жёлтых гигантов и сверхгигантов. Зависимости между параметрами состояния различны для З. разного состава и структуры. Для нахождения этих зависимостей значения соответствующих параметров откладывают на осях прямоугольной

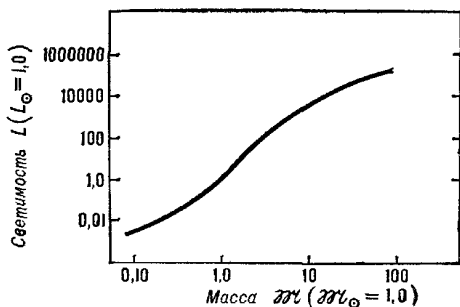


Рис. 2. Зависимость масса (M) — светимость (L) для звёзд (кривая построена по усреднённым данным).

системы координат и строят т. о. диаграммы состояния З. На этих диаграммах подобные по составу и строению З. лежат вдоль определённых линий и образуют последовательности (см. ниже).

Массы З. непосредственно известны только для Солнца и для некоторых двойных З. В обоих случаях для определения массы используются законы небесной механики (см. *Кеплера законы*), управляющие в первом случае движением планет, во втором — относительным движением З., образующих двойную систему. Косвенно массы З. можно оценить по соотношению масса — светимость (рис. 2) или спектру (см. *Массы небесных тел*).

Радиусы определяются непосредственно для затменных двойных З., т. е. систем, ориентированных по отношению к нам так, что одна З. периодически заслоняет другую. Кроме того, для небольшого числа близких к нам З. удалось определить радиусы методами обычной и спекл-интерферометрии (см. *Размеры звёзд*).

С осн. параметрами: массой, радиусом, светимостью — однозначно связаны такие характеристики, как ср. плотность $\bar{\rho}$, поток излучения с единицы поверхности $\mathcal{E}$, ускорение силы тяжести на поверхности g . Из-за того, что $\bar{\rho}$ излучают не как абсолютно чёрное тело, распределение энергии в спектре $\bar{\rho}$ нельзя описать единой для всех интервалов длин волн температурой. Поэтому определяемая по наблюдаемому излучению темп-ра поверхности (фотосферы) $\bar{\rho}$ зависит от конкретного способа её нахождения. К осн. параметрам следует отнести *эффективную температуру* ($T_{\text{эф}}$) $\bar{\rho}$, т. е. темп-ру, к-рую имела бы поверхность $\bar{\rho}$, если бы она излучала как абсолютно чёрное тело той же светимости. Поток энергии $\mathcal{E}$ с единицы поверхности связан с $T_{\text{эф}}$ Стефана — Больцмана законом излучения $\mathcal{E} = \sigma T_{\text{эф}}^4$.

Поэтому, зная светимость и радиус $\bar{\rho}$, легко рассчитать $T_{\text{эф}}$ и наоборот. С другой стороны, $T_{\text{эф}}$ может быть определена по спектр. классу. Поэтому можно считать, что спектр. классификация $\bar{\rho}$ (для осн. классов) есть классификация по эффективным темп-рам.

Усреднённые характеристики $\bar{\rho}$ осн. спектр. классов приведены в табл. 1. В табл. 2 указаны свойства отдельных, наиболее ярких или близких к нам $\bar{\rho}$.

В табл. 1 и 2 использованы следующие обозначения: Sp — спектральный класс (римские цифры — светимости

Табл. 1. — Усреднённые характеристики звёзд основных спектральных классов, находящихся на главной последовательности (арабские цифры — десятичные подразделения внутри класса)

Sp	M_b	$M/M_{\odot}$	$L/L_{\odot}$	$R/R_{\odot}$	$T_{\text{эф}}$, К	$t_{\text{жизни}}$, лет
O5	-10,1	60	7900000	14	44000	$3 \cdot 10^6$
B0	-7,1	16	32000	7,4	30000	10^7
B5	-2,7	7	830	3,9	15400	$3 \cdot 10^7$
A0	+0,3	3	54	2,4	12500	$2 \cdot 10^8$
A5	+1,7	2	14	1,7	8200	$6 \cdot 10^8$
F0	+2,6	1,8	6,5	1,5	7200	$2 \cdot 10^9$
F5	+3,4	1,5	3,2	1,4	6400	$3 \cdot 10^9$
G0	+4,2	1,5	1,5	1,1	6000	$5 \cdot 10^9$
G5	+4,9	0,92	0,8	0,92	5800	$1,2 \cdot 10^{10}$
K0	+5,6	0,78	0,4	0,85	5200	$1,5 \cdot 10^{10}$
K5	+6,7	0,69	0,15	0,72	4400	$2 \cdot 10^{10}$
M0	+7,4	0,51	0,08	0,60	3800	$5 \cdot 10^{10}$
M5	+9,6	0,2	0,01	0,27	3200	$2 \cdot 10^{11}$
M8	+11,9	0,1	0,001	0,11	2600	10^{12}

Табл. 2. — Характеристики наиболее ярких или близких к нам звёзд

Звезда	Sp	M_b	$M/M_{\odot}$	$L/L_{\odot}$	$R/R_{\odot}$
Сириус А	A1 V	+0,79	2,2	22,4	1,8
Процион А	F5 IV-V	+2,59	1,7	6,7	1,7
Солнце . .	G2 V	+4,72	1,00	1,00	1,0
α Кентавра А . .	G2 V	+4,39	1,02	1,3	1,23
α Кентавра В . .	K5 V	+6,16	0,89	0,27	0,87
Крысег 60 В . .	M6	+11,4	0,15	0,007	0,40

классы), M_b — абс. болометрическая звездная величина, $T_{\text{эф}}$ — эффективная темп-ра; M , L и R — соответственно масса, светимость и радиус $\bar{\rho}$ в солнечных единицах, $t_{\text{жизни}}$ — время жизни $\bar{\rho}$ на главной последовательности.

3. Внутреннее строение звёзд

Высокая светимость $\bar{\rho}$, поддерживаемая в течение длительного времени, свидетельствует о выделении в них огромных количеств энергии. Совр. физика указывает два возможных источника энергии $\bar{\rho}$. — гравитац. сжатие, приводящее к выделению *гравитационной энергии*, и термоядерные реакции, в результате к-рых из ядер лёгких элементов синтезируются ядра более тяжёлых элементов и выделяется большое количество энергии.

Энергии гравитац. сжатия, как показывают расчёты, было бы достаточно для поддержания светимости Солнца в течение всего лишь 30 млн. лет, в то время как из геологических и др. данных следует, что светимость Солнца оставалась примерно постоянной в течение миллиардов лет. Гравитац. сжатие может служить источником энергии лишь для очень молодых $\bar{\rho}$ (напр., типа Т Тельца). С другой стороны, термоядерные реакции протекают с достаточной скоростью лишь при темп-рах, в тысячи раз превышающих темп-ру поверхности $\bar{\rho}$. Так, для Солнца темп-ра, при к-рой термоядерные реакции могут выделять необходимое количество энергии, составляет по различным расчётам от 12 до 15 млн. К. В недрах $\bar{\rho}$ при темп-рах $> 10^7$ К и огромных плотностях газ обладает давлением в миллиарды атмосфер. В этих условиях $\bar{\rho}$ может находиться в стационарном состоянии лишь благодаря

тому, что в каждом её слое внутр. давление газа уравнивается действием сил тяготения. Такое состояние наз. гидростатическим равновесием.

Следовательно, стационарная З. представляет собой газовый (точнее, плазменный) шар, находящийся в состоянии гидростатич. равновесия. Если внутри З. темп-ра по к.-л. причине повысится, З. должна раздуться, т. к. возрастет давление в её недрах. Силы тяготения не смогут предотвратить расширения З., т. к. у поверхности расширяющейся З. они не увеличатся, а наоборот, уменьшатся (сила тяготения убывает обратно пропорционально квадрату расстояния). Отсюда вытекает, что для сохранения гидростатич. равновесия З. с большей темп-рой при прочих равных условиях должны иметь меньшие размеры. Зависимость между размерами З. определённого хим. состава и темп-рой в её недрах можно сформулировать так: темп-ра T в центре З. пропорциональна отношению массы З. M к её радиусу R , т. е. $T \sim M/R$. Здесь следует сразу сделать оговорку: всё сказанное относится к химически однородным (гомогенным) звёздным моделям. В таких моделях плотность вещества плавно меняется по радиусу. Но эти модели не соответствуют, напр., строению т. п. красных гигантов, состоящих из плотного горячего ядра (гелиевого или углеродно-кислородного) и протяжённой сравнительно холодной разреженной оболочки. Для красных гигантов были предложены гетерогенные (химически неоднородные) модели, в к-рых плотность резко падает при переходе от ядра к оболочке. Но для громадного большинства З. вполне пригодны гомогенные модели. Такие З. наз. звёздами главной последовательности, к ним относятся и наше Солнце.

Существует ещё одна особенность, связанная с гидростатич. равновесием З. Оказывается, что для нагрева З. от неё нужно отбирать энергию, а не подводить, как при нагреве тел в земных условиях. Действительно, если З. отдаёт свою энергию наружу, то темп-ра и давление в ней уменьшаются. Силы тяготения, не уравновешенные внутр. давлением, будут сжимать З. и совершать работу, превращающуюся в теплоту. Работа силы тяготения при сжатии оказывается вдвое больше, чем отвод энергии наружу, т. к. гравитац.

энергия З. вдвое больше энергии теплового движения частиц газа (см. *Вириала теорема*), и З. нагревается, хотя и теряет энергию. Наоборот, при подводе энергии к находящейся в равновесии З. она расширится и, совершив работу против сил тяготения, охладится. Эти выводы иногда формулируют так: З., находящаяся в гидростатич. равновесии, обладает отрицательной теплоёмкостью.

Стационарное состояние З. характеризуется не только механическим, но и тепловым равновесием. Тепловое равновесие означает, что процессы выделения энергии в недрах З., процессы теплоотвода энергии из недр к поверхности и процессы излучения энергии с поверхности должны быть сбалансированы. Казалось бы, при тепловом равновесии количество энергии, излучаемой З. в единицу времени (светимость З.), должно зависеть только от интенсивности ядерных реакций, «вырабатывающих» эту энергию. Однако теория показывает, что светимость слабо зависит от скорости выделения энергии и определяется в основном законом теплоотвода. Здесь вновь проявляется один из парадоксов гидростатич. равновесия. Если теплоотвод превысит тепловыделение, то З., как уже было сказано выше, начнёт сжиматься и разогреваться. Это приведёт к ускорению ядерных реакций, и тепловой баланс будет вновь восстановлен. Звезда оказывается в этом смысле устойчивой саморегулирующей системой.

Перенос энергии из центральной зоны, где она выделяется, к поверхности З. у громадного большинства З. осуществляется излучением. При этом тепловое равновесие сводится к лучистому равновесию. В более внешних слоях жёлтых и красных З. перенос осуществляется конвекцией. Только в белых карликах существенную роль играет электронная теплопроводность (перенос энергии электронами). На своём пути излучение подвергается многократному рассеянию без изменения частоты, а также поглощению с последующим испусканием (переизлучению, см. *Атмосферы звёзд*). Расчёт потока энергии в З. основывается на теории лучистого переноса. Поток оказывается пропорциональным перепаду темп-ры на единице длины (градиенту темп-ры), кроме того, поток сильно зависит от

температуры. При низких плотностях и высоких температурах, когда основную роль играет рассеяние излучения на свободных электронах, поток пропорционален кубу температуры (T^3) и обратно пропорционален плотности. С понижением температуры и повышением плотности, когда в игру вступают процессы переизлучения, зависимость потока от температуры и плотности становится ещё более сильной.

Для Z ., состоящих только из водорода и гелия, процессы лучистой теплопроводности рассчитываются сравнительно просто и надёжно. Положение усложняется при наличии тяжёлых атомов, поскольку лучистый перенос сильно зависит от хим. состава среды.

Итак, светимость химически однородной Z при данной массе определяется в основном законом теплоотвода. Если теплоотвод определяется только рассеянием на свободных электронах, а давление — радиацией (см. Давление излучения), то зависимость светимости от массы $L(M)$ имеет наипростейший вид: $L \sim M$. Если же давление определяется горячей плазмой, то $L \sim M^3$ и совсем не зависит от радиуса R . В другом предельном случае, когда переизлучение гораздо существеннее рассеяния, $L \sim M^{5.5}/\sqrt{R}$. Чем больше масса Z ., тем существеннее роль рассеяния в сравнении с поглощением, т. е. с переизлучением. Но соотношение этих процессов зависит, как было отмечено, весьма сильно от хим. состава вещества Z . Поэтому не существует единого соотношения масса — светимость для всех Z . Имеется ряд таких соотношений для групп Z ., близких по хим. составу, а также для химически однородных и неоднородных Z .

Важнейшее общее св-во соотношения масса — светимость заключается в том, что светимость Z . (за исключением самых массивных) пропорциональна массе в степени, превышающей единицу. Запас же ядерной энергии в Z просто пропорционален массе. Следовательно, чем больше масса Z ., тем быстрее она должна израсходовать свои внутр. источники энергии. Сроки эволюции тем меньше, чем больше массы Z . Для наиболее массивных Z . $L \sim M$. Время жизни таких Z по мере увеличения их массы перестаёт уменьшаться и стремится к определённой величине $\sim 3,5$ млн. лет, очень малой по космич. масштабам.

Т. о., Z . с большими светимостями — это либо молодые Z . (голубые гиганты класса O), либо Z ., недавно вступившие в ту или иную стадию эволюции (красные сверхгиганты).

Рассмотренный выше механизм саморегулирования определяет радиус Z . Радиус должен быть таким, чтобы близ центра Z . были обеспечены температура и плотность, достаточные для выделения в ядерных реакциях энергии, требуемой зависимостью масса — светимость. Т. о., зависимость масса — радиус определяется законом тепловыделения. При очень сильной зависимости тепловыделения от температуры Z . её радиус пропорционален массе, что отвечает постоянной температуре T_c в центре Z . (в этом случае T_c зависит только от хим. состава Z .).

Радиусы известны из прямых измерений только для немногих Z . Сравнение радиусов химически однородных моделей Z . главной последовательности с измеренными радиусами Z . показывает хорошее согласие.

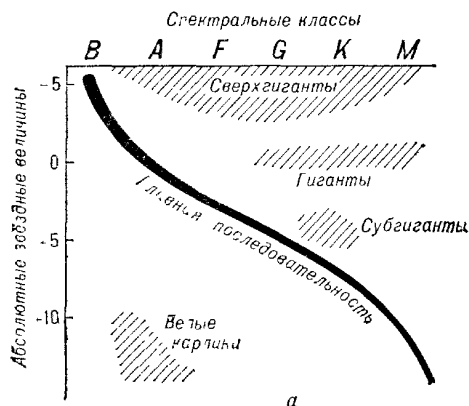
Радиусы большинства Z . находят косвенным путём по светимости и эффективной температуре, к-рая однозначно связана со спектр. классом или показателем цвета. Массы известны только для Солнца и ряда двойных Z . Поэтому удобно исключить массу из двух рассмотренных соотношений и перейти от радиуса к непосредственно наблюдаемым величинам: эффективной температуре или показателю цвета. Так получаются важнейшие зависимости: цвет — светимость, если за независимую переменную берётся показатель цвета, и диаграмма Герцшпрунга — Расселла (д. Г. — Р.), если пользуются эффективной температурой T_e . Обычно T_e заменяют спектр. классом Z ., т. к. каждому классу отвечает определённая T_e , а светимость — абс. звёздной величиной, к-рая пропорциональна логарифму светимости. Построенную таким образом д. Г. — Р. (рис. 3, а) применяют для сравнения выводов теории эволюции Z . с наблюдаемыми фактами.

От левого верхнего до правого нижнего угла д. Г. — Р. проходит главная последовательность, на к-рой находится большинство Z . плоской составляющей Галактики, ниже её располагаются белые карлики. Выше главной последовательности лежат как молодые Z ., находящиеся в стадии

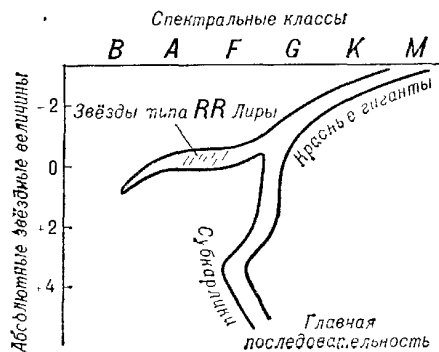
гравитац. сжатия, так и З., далеко продвинувшиеся по своему эволюционному пути — красные и жёлтые гиганты, сверхгиганты.

Относительную распространённость З. разных типов в Галактике можно охарактеризовать так: на 10 млн. крас-

в телоту. З., рождающиеся в плоских подсистемах галактик, богатых межзвёздным газом и пылью, относятся ко второму поколению. Материалом для их образования послужили продукты взрывов З. первого поколения, к-рые входили в сферич. подсистемы



а



б

Рис. 3. Диаграмма Герцшпрунга — Расселла (по данным наблюдений): а) для звёзд плоской подсистемы Галактики; б) для звёзд шаровых скоплений, типичных представителей звёзд сферической подсистемы.

ных карликов приходится ок. 1 млн. белых карликов, примерно 1000 гигантов и только одна З.-сверхгигант. В сравнительно молодых звёздных системах главная последовательность выражена ещё ярче. У З. сферической составляющей Галактики верхняя часть главной последовательности отсутствует, зато резко выражены ветви красных и жёлтых гигантов (рис. 3, б). Эти особенности д. Г.—Р. рассмотрены в ст. *Эволюция звёзд*.

4. Ядерные реакции и эволюция звёзд

В плоских подсистемах галактик процесс звездообразования продолжается непрерывно, он происходит и в настоящее время. На это указывает, напр., существование З.-гигантов и сверхгигантов высокой светимости, у к-рых сроки истощения внутренних источников энергии с космологич. точки зрения очень малы (порядка 4—6 млн. лет).

К молодым З. относятся также З. типа Т Тельца, которые находятся ещё в стадии первоначального гравитац. сжатия. Темп-ра в центре таких З. недостаточна для протекания ядерных реакций, и свечение происходит только за счёт превращения гравитационной энергии

галактик и образовались при формировании галактик. Т. о., разделение З. на населения плоской и сферич. подсистем галактик имеет глубокий эволюционный смысл.

Гравитац. сжатие — первый этап эволюции З.—приводит к разогреву центральной зоны З. до темп-ры «включения» термоядерной реакции превращения водорода в гелий ($\sim 10\text{--}15$ млн. К). Превращение сопровождается большим выделением энергии. В недрах З. главной последовательности возможны два типа термоядерных реакций водорода, т. н. *водородный цикл* (протон — протонная цепочка) и *углеродный цикл*. В первом случае для протекания реакции требуется только водород, во втором необходимо ещё и наличие углерода, служащего катализатором. Вклад водородного и углеродного циклов в энергетику З. зависит как от темп-ры, так и от содержания углерода в её центральной зоне.

Сопоставление теоретич. моделей с наблюдаемыми параметрами З. позволяет сделать вывод, что у З. главной последовательности источниками энергии явл. водородные термоядерные реакции в центральной зоне. Водород — главная составная часть космич. вещества и важнейший вид ядерного горючего

в З. Запасы его в З. очень велики, так что З.-карлики остаются на главной последовательности очень долгие сроки, измеряемые миллиардами лет. При этом, пока в центральной зоне весь водород не выгорел, св-ва З. и положение её на главной последовательности меняются мало.

После выгорания водорода в центральной зоне у З. образуется гелиевое ядро. Водородные термоядерные реакции продолжают протекать, но лишь в тонком слое близ поверхности этого ядра. Структура З. на этой стадии описывается моделями со слоевым источником энергии. Выгоревшее ядро начинает сжиматься, а внеш. оболочка — расширяться. Для З. с массой $\sim M_{\odot}$ это происходит, когда масса гелиевого ядра достигает $0,4 M_{\odot}$. На границе между ядром и оболочкой возникает скачок плотности, т. е. З. принимает гетерогенную структуру. Оболочка разбухает до колоссальных размеров. Из-за громадной внеш. поверхности З. её эффективная темп-ра становится низкой, и З. переходит в стадию красного гиганта (рис. 4).

Сжатие гелиевого ядра З. приводит к повышению его температуры. Для гетерогенных З. характерна низкая внеш., но очень высокая внутр. температура.

С повышением внутр. темп-ры в термоядерные реакции включаются всё более тяжёлые ядра. Эти реакции имеют значение не только как источники энергии З., но и как пути синтеза хим. элементов. После водородных реакций следующей стадией явл. гелиевые реакции, они начинаются при темп-рах выше 150 млн. К. Два ядра гелия могут образовать только неустойчивое ядро бериллия ${}^8\text{Be}$, к-рое очень быстро распадается (примерно за 10^{-15} с). За столь малое время существования ядро ${}^8\text{Be}$ всё же может захватить ещё одно ядро гелия и образовать в результате устойчивое ядро ${}^{12}\text{C}$. Этот процесс осуществим лишь благодаря тому, что ядро ${}^{12}\text{C}$ имеет возбуждённый уровень с энергией $\approx 7,6$ МэВ, близкой к энергии исходной системы ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^4\text{He}$. На следующем этапе в результате слияния ядер ${}^{12}\text{C}$ и ${}^4\text{He}$ образуется ядро ${}^{16}\text{O}$. В свою очередь кислород, присоединяя ${}^4\text{He}$, образует ядро ${}^{20}\text{Ne}$ и т. д. Следует отметить, что синтез очередного более тяжёлого ядра с участием ядер гелия (α -частиц) тре-

бует всё более и более высоких энергий, поскольку с увеличением порядкового номера элемента возрастает энергетич. барьер, к-рый должна преодолеть α -частица. Это снижает вероятность образования тяжёлых ядер. Кроме того, концентрация ядер, образовавшихся в результате реакций с участием α -частиц, зависит от концентрации ядер-предшественников. Поэтому распространённость ядер «гелиевого ряда» уменьшается с ростом атомного числа.

Теоретич. исследование эволюции на стадиях образования атомных ядер, более тяжёлых, чем ${}^{20}\text{Ne}$, ${}^{24}\text{Mg}$, представляет очень сложную проблему не только в силу сложности и многообразия ядерных реакций, но и из-за последовательного усложнения структуры З.

Ход эволюции на этих стадиях известен не столько из теоретич. расчётов, сколько из анализа экспериментально полученных диаграмм цвет — светимость шаровых скоплений, З. к-рых далеко проэволюционировали. Однако для массивных З. расчёты возможных путей эволюции были выполнены вплоть до стадий, непосредственно предшествующих взрыву сверхновых звёзд. К этому моменту полностью истощаются внутр. термоядерные источники энергии, и дальнейшая судьба З. зависит от её массы. При массе $< 1,4 M_{\odot}$ З. переходит в стационарное состояние с очень большой плотностью (отметим, что речь идёт о конечной массе З., связь её с начальной массой не вполне определена из-за потерь вещества на предшествующих стадиях эволюции). Такие З. наз. *белыми карликами*. В них электроны образуют *вырожденный газ*, давление к-рого, независимое от температуры, уравнивает силы тяготения. Малая светимость этих З. связана с расходом собственных тепловых запасов, которые постепенно истощаются, и З. медленно охлаждаются. Молодые белые карлики, окружённые остатками оболочек, наблюдаются как *планетарные туманности*. При массе, превосходящей $1,4 M_{\odot}$ (предел Чандрасекара), стационарное состояние З. без внутр. источников энергии становится невозможным, т. к. давление не может уравновесить силу тяготения. Теоретически конечным результатом эволюции таких З. должен быть *гравитационный коллапс* — неограниченное па-

дение вещества к центру. В случае, когда отталкивание частиц и др. причины всё же останавливают коллапс, происходит мощный взрыв — вспышка сверхновой с выбросом значит. части вещества Z в окружающее пространство. Это вещество от взрыва сверхновой может быть обнаружено как особая газовая туманность (см. *Остатки вспышек сверхновых, Крабовидная туманность*). Часть массы взорвавшейся

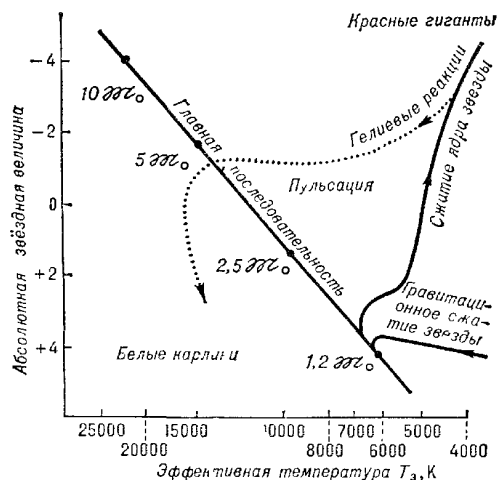


Рис. 4. Эволюционный путь звезды с массой $1,2 M_{\odot}$.

Z может остаться в виде сверхплотного тела — нейтронной звезды или черной дыры. Открытые в 1967 г. новые объекты — пульсары отождествляются с теоретически предсказанными нейтронными Z .

Наконец, если конечная масса Z превышает $2-3 M_{\odot}$, то гравитационный коллапс ведёт к образованию черной дыры.

Вспышки сверхновых имеют фундаментальное значение для обмена веществом между Z и межзвёздной средой, для образования химических элементов (под воздействием мощных потоков нейтронов), а также для рождения первичных космических лучей.

5. Необычные (пекулярные) звёзды

Переменные и нестационарные Z . Из Z с необычными св-вами наиболее изучены физ. переменные звёзды, блеск к-рых меня-

ется регулярным или нерегулярным образом.

Для каждой галактической подсистемы характерны различные типы звёздной переменности. Так, короткопериодические переменные типа RR Лиры встречаются только в сферич. подсистемах, их иногда и наз. переменными типа шаровых скоплений. У переменных Z типа цефеид существует зависимость между периодом и светимостью, к-рая имеет очень большое значение для определения расстояний до Z и галактик.

Механизм, обуславливающий нестационарность Z , может быть различным. Для переменных Z типа цефеид — это пульсации, сопровождающиеся изменением размеров, плотности и температуры.

Для нек-рых типов переменных Z нестационарные явления связаны с выходом на поверхность Z ударных волн, возбуждаемых, по-видимому, турбулентными движениями в их конвективных зонах. Для вспыхивающих Z важную роль может играть эл.-магн. активность в атмосфере Z (см. *Вспышки на Солнце*). Переменность Z типа Тельца может создаваться горячими конвективными элементами. Важную роль в объяснении переменности Z этого типа и особенно Z типа FU Ориона (*фуоров*) может играть неустойчивость аккреционного диска, вероятно существующего около этих молодых Z .

Только для нек-рых типов Z удалось связать нестационарные явления с определёнными стадиями их эволюции. Так обстоит дело с пульсациями цефеид, RR Лyr, δ Scn, возбуждение к-рых связано с существованием в них зоны неполной ионизации гелия (см. *Пульсации*). Та же причина, вероятно, вызывает пульсации «холодных» Z типа Миры Кита. Z этого типа быстро теряют вещество, превращаясь в белые карлики. Среди горячих Z также найдены Z , спектры к-рых говорят о существовании плотных протяжённых оболочек и интенсивной потере вещества (см., напр., *Вольфа — Райе звёзды*).

Однако не всегда нестационарность имеет внутренние причины. Изучение новых Z показало, что они принадлежат к тесным двойным системам и вспышки их связаны с перетеканием газа от одной из Z на её близ-

кого соседа, в вырожденной водородной оболочке которого время от времени происходят термоядерные взрывы.

Нестационарность т. н. симбиотич. З. объясняется тепловыми вспышками в водородном слое аккрецирующего белого карлика — спутника красного гиганта, быстро теряющего вещество. Часть этого вещества захватывается карликом и вызывает вспышки.

Происхождение и нек-рые св-ва массивных З. с высокими пространственными скоростями, З. Вольфа — Райе в двойных системах, рентг. источников в двойных системах объясняются в рамках теории *эволюции тесных двойных звезд* с большой массой.

Магнитные переменные. Очень важную и во многих отношениях ещё загадочную группу образуют пекулярные З. класса Ар. У них, как правило, существуют сильные переменные магн. поля, вследствие чего эти З. наз. магнитными переменными (см. *Магнитные звезды*). В то же время для них характерны своеобразные и пока не объяснённые аномалии хим. состава. Объяснение св-в магн. переменных — одна из важнейших задач теоретической астрофизики.

Аномалии хим. и изотопного состава. Изучение спектров позволило накопить обширный материал о хим. составе звёздных атмосфер. Поскольку прямых данных о составе вещества в недрах З. нет, обычно принимают, что он близок к составу их атмосферы. Для громадного большинства З. химический состав оказывается примерно одинаковым и отвечает *распространённости элементов* в космосе.

Но в ряде случаев отмечаются разнообразные аномалии хим. состава. Помимо уже упоминавшихся магн. переменных аномальный хим. состав имеют прежде всего все З. побочных спектр. классов: к классам В, N относятся углеродные З., обозначаемые С, к классу S — З. с повышенным содержанием титана и циркония. В атмосферах ряда З. класса N обнаружены линии технеция, все изотопы к-рого неустойчивы и имеют период полураспада, не превышающий 2,6 млн. лет. Аномалии хим. состава З. побочных спектр. классов могут быть объяснены конвективным перемешиванием, приводящим к выно-

су на поверхность продуктов ядерных реакций из выгоревшего ядра З. Наличие Тс делает такое объяснение особенно правдоподобным. Таким же образом объясняют и повышенное содержание бария в нек-рых З. Отсюда следует, что все эти З. должны находиться на поздних стадиях эволюции и иметь гетерогенную структуру, что в общем согласуется с др. их св-вами. Однако З. с повышенным содержанием лития находятся ещё на ранних стадиях эволюции, что следует из принадлежности к ним З. типа Т Тельца. Уменьшение содержания лития в атмосферах З. в ходе их эволюции объясняют конвективным переносом его с поверхности в глубь З., где он разрушается при термоядерных реакциях.

Среди З. класса А встречаются т. п. металлич. З. (Am) с повышенным содержанием металлов. Большая часть З. этого типа входит в состав тесных двойных систем. З. типов Am и Ар можно объединить в группу З. с медленным вращением (см. *Вращение звезд*).

Об изотопном составе вещества З. известно гораздо меньше. Наиболее обширные и надёжные данные об изотопном составе имеются для углерода в З. с низкой температурой поверхности, где он встречается в виде молекул.

В З. класса С обнаружено повышенное содержание тяжёлого изотопа углерода ^{13}C . Его количество здесь составляет ок. $1/4$ от общего содержания углерода (норм. значение $\approx 1/90$). Аномальное значение $1/4$ близко к тому, какого следует ожидать в зоне протекания углеродного цикла ядерных реакций. Т. о., и эта аномалия хорошо объясняется конвективным выносом продуктов ядерных реакций из центральной зоны на поверхность З.

Совершенно исключительные аномалии изотопного и хим. состава обнаружены в звезде З Кентавра А. Общее содержание гелия в ней необычайно мало: 2,3% от водорода, причём этот гелий состоит на 84% из ^3He , к-рый на Земле присутствует лишь как ничтожная примесь. Содержание фосфора в этой З. в 100 раз, галлия в 8000 раз, а криптона в 1300 раз выше нормы, а кислорода в 6 раз ниже нормы. Эта З. — одна из величайших загадок для *ядерной астрофизики*. Исключительное значение для теории эволюции З. имеет ядро планетарной туманности FG Sge.

С 1955 г. её спектр изменился от В4Ia до F6Ia при почти постоянной болометрич. звёздной величине. Нерегулярные до 1970-х гг. флуктуации её блеска сменились на полурегулярные в 1970-х гг., когда З. достигла полосы колебательной неустойчивости цефеидного типа. В 1965 г. в спектре обнаружены линии элементов — продуктов медленного захвата нейтронов ядрами: Ba, Pm, Zn. Их содержание со временем непрерывно увеличивается. Все эти особенности связывают с тепловой вспышкой гелиевого слоевого источника в ос-

тывающем ядре планетарной туманности.

Исследование ядра FG Sge крайне важно для изучения многих проблем: образования планетарных туманностей, синтеза хим. элементов в З., перемещения вещества в З., нестационарных пульсаций цефеидного типа.

Лит.: Аллер Л., Атомы, звезды и туманности, пер. с англ., М., 1976; Каплан С. А., Физика звезд, 3 изд., М., 1977; Тейлер Р., Строение и эволюция звезд, пер. с англ., М., 1973; Шкловский И. С., Звезды. Их рождение, жизнь и смерть, 3 изд., М., 1984.

Д. А. Франк-Каменецкий,
А. В. Тутуков.

АТМОСФЕРЫ ЗВЁЗД

Содержание:

1. Введение	28
2. Фотосферы звёзд	28
3. Механизмы поглощения и испускания в непрерывном спектре	29
4. Поглощение в звёздах различных спектральных классов (разных температур)	31
5. Наблюдаемые следствия теории	33
6. Линии поглощения в спектрах звёзд	34
7. Заключение	35

1. Введение

Всё, что мы знаем о звёздах, выводится гл. обр. из анализа их излучения — видимого, ультрафиолетового и инфракрасного. Это излучение выходит из поверхностных слоёв звёзд — звёздных атмосфер. Самые внеш. протяжённые зоны атмосфер — короны — наблюдаются также в радио- и рентг. диапазонах. Свет из более глубоких, податмосферных, слоёв звезды, особенно из её внутр. частей, непосредственно наружу не выходит, он поглощается в расположенных выше непрозрачных слоях. О св-вах глубоких слоёв можно судить только на основании теории, но исходные данные для теоретич. расчётов и для их проверки опять-таки даёт наблюдаемое излучение, выходящее из атмосфер.

Собирая свет звезды в фокусе телескопа, астрономы исследуют его. Обычно для этого свет разлагают в спектр, к-рый затем фотографируют или регистрируют с помощью фотоэлектрич. приборов. Исследование звёздного спектра чаще всего состоит в измерении интенсивности свечения звезды в спектральных линиях — узких интервалах длин волн. Иногда измеряют интенсивности в более широких интервалах. Для этого свет звезды пропускают через *светофильтры*, выделяющие нужную область спектра (см. *Оптическая астрономия, Астрофотометрия*).

Характер спектра звезды зависит от физ. и хим. св-в её атмосферы (темпер., давления, состава). Осн. задача теории А. з. — определить по данным наблюдений, прежде всего спектра, физ. условия в атмосферах (температуру и плотность, скорости движений газовых масс) и химический состав звёзд. С этой целью исследуют процессы, в которых рождаются доходящие до нас *фотоны*, зависимость этих процессов от физических условий, образование линий спектра А. з.

2. Фотосферы звёзд

В А. з. можно выделить три осн. слоя: самый внеш. слой — протяжённую *корону*, затем *хромосферу* и *фотосферу*. Фотосферой наз. слой, дающий осн. часть видимого излучения звезды. Для фотосферы характерен спектр поглощения, т. е. непрерывный спектр с тёмными линиями (рис. 1). В то же время известно, что светящийся газ имеет линейчатый спектр, состоящий из отдельных ярких линий на сравнительно тёмном фоне (рис. 2). Причина этого различия в том, что светящийся газ в небольших объемах прозрачен для всех частот оптич. непрерывного спектра, а толща фотосферы звезды непрозрачна. Фотосфера особенно сильно (избирательно) поглощает проходящее через неё излучение на частотах, соответствующих частотам излучения её атомов и ионов. Поэтому спектр. линии фотосферы кажутся тёмными на фоне непрерывного спектра звезды (подробнее об этом см. в разделе 6). Расположенные над фотосферой более прозрачные и горячие слои — хромосфера и корона — обычно не оказывают существенного влияния на оптич. излучение звезды и детально изучены только у Солнца (см. *Солнечная хромосфера, Солнечная корона*).

Внеатмосферные наблюдения в УФ- и рентг. диапазонах спектра позволили начать непосредственные исследования хромосфер и корон звёзд. Слабое оптич. излучение этих слоёв атмосферы «тонет» в сильном поле излучения фотосферы. Но при переходе к более коротким волнам интенсивность излучения фотосферы, согласно закону Вина, быстро ослабевает (см. *Планка закон излучения*) и вклад более горячих, внеш. частей атмосферы заметно возрастает. Поэтому излучение всех звёзд, кроме самых горячих, в диапазоне длин волн от 1000 до 2000 Å определяется излучением хромосфер, а

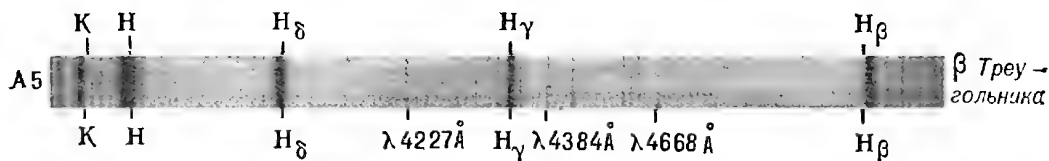


Рис. 1. Спектр звезды спектрального класса A5 (β Треугольника) с линиями поглощения водорода (H_δ , H_γ , H_β) и других элементов (K и H — линии кальция).

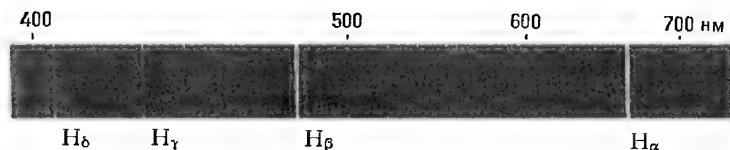


Рис. 2. Спектр испускания водорода (длины волны даны в нм, $1 \text{ нм} = 10^{-9} \text{ м}$).

рентг. излучение обычных одиночных (не двойных и не кратных) звёзд возникает в ещё более горячих слоях — коронах. Результаты наблюдений на рентг. внеатмосферной обсерватории имени Эйнштейна (см. *Рентгеновская астрономия*) позволяют предположить, что горячие короны существуют у исследованных звёзд практически всех спектр. классов. Такие результаты оказались неожиданными, поскольку ранее считалось, что горячие ($T \geq 10^6 \text{ К}$) короны могут существовать лишь у звёзд с внеш. конвективной зоной (см. *Конвекция*), т. е. у звёзд всех спектр. классов, кроме O и B. Нек-рую информацию о хромосферах звёзд с протяжёнными атмосферами иногда удаётся получить из анализа кривых блеска затменных переменных звёзд.

Излучение фотосферы в первом приближении можно считать равновесным и подчиняющимся закону Кирхгофа (см. *Кирхгофа закон излучения*). Это значит, что интенсивности процессов излучения и поглощения в фотосфере уравновешены: количество и энергия поглощённых фотонов в точности компенсируются количеством и энергией испущенных фотонов. Поскольку испускание пропорционально поглощению, прозрачные слои не вносят заметного вклада в свечение звезды. Осн. часть излучения исходит из слоёв, где поглощение для фотонов данной частоты достаточно велико, но в то же время вероятность выхода фотонов наружу не очень мала. Темп-ра этого слоя и определяет интенсивность излучения звезды на данной частоте.

Излучение непрерывно уносит энергию звезды. В фотосфере источников энергии нет. Энергия выделяется в са-

мых горячих, центральных частях звезды, где происходят ядерные реакции и возникает высокотемпературное рентг. излучение. Рентг. фотоны поглощаются и переизлучаются веществом звезды. Постепенно излучение просачивается во внешние, более холодные области. При этом частоты фотонов уменьшаются в соответствии с темп-рой, пока в фотосфере не дойдут до частот видимой и прилегающих частей спектра. Кроме радиации энергия может переноситься конвекцией, т. е. движениями газовых масс, возникающими под действием идущего из глубины теплового потока (см. ст. *Звёзды, Солнце*). В фотосферах звёзд конвективный перенос не очень существен, осн. роль играет испускание и поглощение фотонов — т. н. перенос излучения.

Рассмотрим теперь, как происходит поглощение и испускание фотонов в горячем газе.

3. Механизмы поглощения и испускания в непрерывном спектре

Фотоны рождаются и гибнут при взаимодействии с заряженными частицами, прежде всего с электронами. Фотон испускается, напр., если электрон сталкивается с ионом и тормозится (см. *Тормозное излучение*). Свободные электроны при торможении могут испускать фотоны любых частот, спектр их излучения непрерывен. Уносимая фотоном энергия черпается из кинетич. энергии свободного электрона, которой он обладал до взаимодействия с ионом.

В отличие от свободного электрона, энергия связанного электрона (принадлежащего атому) может прини-

мать только вполне определённые дискретные значения (см. *Уровни энергии*). Переход электрона в атоме с одного уровня на другой сопряжён с испусканием или поглощением кванта эл.-магн. энергии (фотона) $\epsilon = h\nu$ строго определённой частоты ν .

Рассмотрим процессы поглощения и испускания фотонов на простейшем

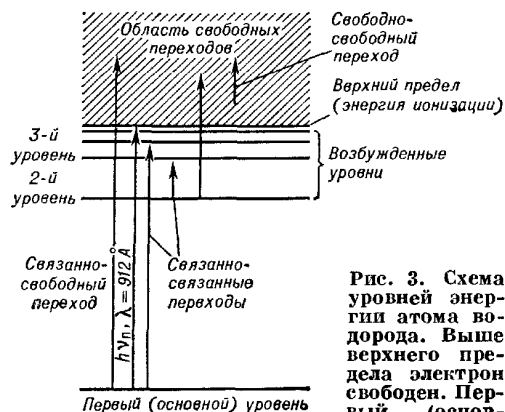


Рис. 3. Схема уровней энергии атома водорода. Выше верхнего предела электрон свободен. Первый (основной) уровень

соответствует невозмущённому состоянию атома с минимальной энергией. Стрелками указаны переходы различных типов.

примере атома водорода. Схема его уровней дана на рис. 3. Уровни сгущаются около верхнего предела, к-рый соответствует свободному электрону с нулевой энергией. Нижний уровень — основной, электрон на этом уровне сильнее всего связан с ядром. Если электрон в атоме находится на более высоком энергетич. уровне, атом наз. возбуждённым. Расстояние от осн. уровня до верхнего предела соответствует энергии ионизации атома с осн. уровня.

При поглощении атомом фотона, энергия к-рого $h\nu_n$ равна энергии ионизации, атом разделится на ион и свободный электрон с нулевой кинетич. энергией. Фотоны с энергией, превышающей энергию ионизации, тоже поглощаются атомом, при этом избыток энергии сообщается освобождающемуся электрону. Т.о., атом за счёт процесса ионизации может поглощать излучение в непрерывной полосе частот, начинающейся от частоты предела ν_n и простирающейся в сторону более высоких частот. У водорода ионизация с осн. уровня происходит при поглощении эл.-магн. волн, длина к-рых меньше $\lambda = c/\nu_n = 912 \text{ \AA}$.

Это далёкая УФ-область спектра. Если энергия фотона значительно больше предельной, то он поглощается хуже, коэфф. поглощения падает.

Расстояние от 2-го уровня энергии до предела гораздо меньше, чем от 1-го, т. е. атом понижается со 2-го уровня фотонами меньшей частоты. У водорода вторая полоса начинается от $3646 \text{ \AA}$, т. е. в близкой УФ-области. Через видимую область спектра тянется полоса, соответствующая ионизации с 3-го уровня ($\lambda \leq 8206 \text{ \AA}$). Ионизация с очень высоких уровней производится уже фотонами радиодиапазона. Зависимость от λ коэфф. поглощения фотонов с энергией, соответствующей переходам электрона в свободное состояние с нижних энергетич. уровней атома водорода, схематически изображена на рис. 4.

Испускание — процесс, обратный поглощению, происходит при *рекомбинации* — захвате ионом свободного электрона. Захват может произойти на любой уровень, поэтому при рекомбинациях большого числа ионов испускаются фотоны в полосах частот, примаикающих ко всем пределам. У тонкого слоя сильно ионизованного водорода спектр излучения похож на спектр, изображённый на рис. 4: он состоит из полос, круто

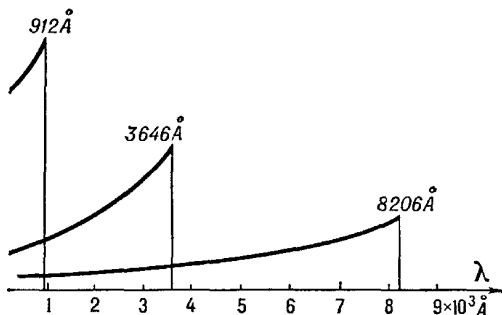


Рис. 4. Зависимость от длины волны λ коэфф. поглощения фотонов при ионизации атомов водорода с различных уровней энергии. Каждому уровню соответствует полоса поглощения, начинающаяся у предела и идущая, постепенно слабее, в коротковолновую сторону. Предел для основного уровня — $912 \text{ \AA}$, для 2-го — $3646 \text{ \AA}$, для 3-го — $8206 \text{ \AA}$.

обрывающихся со стороны больших длин волн. С увеличением *оптической толщи* светящегося слоя его излучение будет усиливаться, но только до тех пор, пока вся система остаётся прозрачной. Когда

для к.-н. частоты поглощение становится существенным, рост яркости на этой частоте прекращается, т. к. свет от глубинных слоёв поглощается впереди лежащими слоями. Согласно закону Кирхгофа, поглощение сильнее в том диапазоне частот, в котором сильнее излучение. Поэтому сглаживание спектра начнётся с максимумов интенсивности

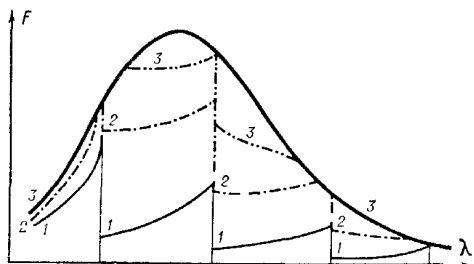


Рис. 5. Изменение вида непрерывного спектра водорода по мере увеличения толщины излучающего слоя (цифры 1, 2, 3 соответствуют слоям возрастающей толщины). С увеличением толщины и непрозрачности слоя спектр постепенно сглаживается и приближается к спектру абсолютно чёрного тела, показанному жирной линией (F — спектральная мощность излучения).

(рис. 5) и при достаточной толщине слоя получается совсем гладкий спектр излучения абсолютно чёрного тела с температурой излучающего (фотосферного) газа.

Итак, первый тип поглощения и испускания соответствует переходам электрона из связанного состояния в свободное, и наоборот (с в я з а н н о с в о б о д н ы е п е р е х о д ы).

Возможен и второй тип поглощения, при котором электрон, оставаясь связанным, переходит с одного энергетич. уровня на другой (с в я з а н н о - с в я з а н н ы е п е р е х о д ы). При этом испускаются или поглощаются фотоны определённых частот (спектр. линии). Поглощение и излучение в линиях обычно сильнее, чем в полосах, т. к. излучение сосредоточено в узком интервале частот. Поэтому, пока газ прозрачен, видны в основном только яркие линии. По мере увеличения толщины слоя линии постепенно будут исчезать на фоне усиливающегося непрерывного спектра.

Третий вид поглощения в непрерывном спектре происходит при переходах электрона из свободного состояния в свободное же, но с др. энергией (с в о б о д н о - с в о б о д н ы е п е р е х о д ы). Это процесс, обратный уже упо-

минавшемуся процессу, когда электрон испускает фотон, двигаясь вблизи иона. Если иона поблизости нет, то поглотиться квант не может, но он может рассеяться на электроны — изменить направление движения. Его частота при этом остаётся почти постоянной, небольшое изменение происходит только из-за *Доплера эффекта*, если электрон движется относительно наблюдателя. В атмосферах горячих звёзд некую роль играет также рэлеевское рассеяние — рассеяние света на микрофлуктуациях плотности, вызванных тепловым движением частиц.

4. Поглощение в звёздах различных спектральных классов (разных температур)

Поглощение фотонов, подобное описанному выше, свойственно не только атомам водорода, но и атомам др. элементов. Только расположение энергетич. уровней у них иное, однако всегда уровни ступаются к ионизационному пределу, и поглощение с разных уровней, связанное с отрывом электрона, т. е. с ионизацией атома, даёт множество перекрывающихся полос.

Вернёмся к водороду. Для того чтобы его поглощение имело такой вид, как на рис. 4, на всех энергетич. уровнях должно быть достаточное количество атомов. На осп. уровне атом может находиться неограниченно долго, лишь поглощение фотона или столкновение с достаточно быстрым электроном может ионизовать его или возбудить, т. е. перевести на один из вышележащих уровней. В возбуждённом состоянии атом находится недолго — уже через $\sim 10^{-8}$ с он излучает фотон и переходит на к.-л. из более низких уровней. С этого уровня он спускается ещё ниже, пока не перейдёт на основную. Правда, за короткое время пребывания в возбуждённом состоянии атом может поглотить ещё фотон и перейти на более высокий уровень. Кроме того, он может изменить своё состояние при столкновении с электроном. Т. о., атомы в А. з. непрерывно поглощают и испускают фотоны, обмениваются энергией с налетающими электронами, переходят с уровня на уровень, но в среднем их число на каждом уровне (в равновесных условиях) остаётся постоянным. Поэтому можно говорить об относительной населённости 1-го, 2-го и др. уровней энергии.

Относительная населённость уровней зависит от темп-ры. Чем выше темп-ра, тем больше энергия фотонов и электронов, тем чаще происходят возбуждения и тем больше относительная населённость верхних уровней.

Наряду с возбуждением возможна и ионизация атомов, но обычно для ионизации требуется больше энергии. Легче всего ионизируются металлы, поскольку у них меньше энергия ионизации. Благодаря присутствию атомов металлов даже в холодных звёздах имеются свободные электроны. Поэтому А. з. представляют собой *плазму* (ионизованный газ). С ростом темп-ры растёт энергия фотонов, увеличивается число ионизаций, число нейтральных атомов становится незначительным. При этом и поглощение, обусловленное нейтральными атомами, тоже уменьшается.

Ионизация зависит не только от темп-ры, но и от концентрации электронов. Чем больше электронов, тем чаще происходят рекомбинации, число нейтральных атомов возрастает и степень ионизации оказывается меньше, чем в более разреженном газе той же темп-ры. Если темп-ра звезды очень высока, то может произойти вторая ионизация тех элементов, к-рые имеют больше одного электрона. В очень горячих звёздах наблюдаются линии ионизованных атомов, у к-рых оторвано 2—3 и более электрона, напр. CIII , NIII , SiIV . Ионы также участвуют в поглощении, но их полосы расположены в основном в более коротковолновой УФ-области спектра.

Рассмотрим подробнее поглощение, вызываемое наиболее распространённым в звёздах элементом — водородом. Чтобы поглощать в видимой области спектра, атом водорода должен находиться на 3-м энергетич. уровне, к-рый расположен очень далеко от основного (рис. 3). Вообще, у водорода очень большой разрыв между 1-м и остальными уровнями. Поэтому, напр., при темп-ре ок. 6000°C (фотосфера Солнца) имеется очень мало фотонов и электронов с энергией, достаточной для возбуждения на 2-й или 3-й уровни. Почти все атомы водорода при этой темп-ре находятся на осн. уровне и не могут поглощать в видимом и близком УФ-диапазонах. Такой водород практически прозрачен, его роль в формировании спектра излучения солнечной фотосферы сравнительно невелика. С погружением в глубь звезды темп-ра растёт, количество возбуждённых

атомов водорода увеличивается и роль его в поглощении возрастает. Наконец, на нек-рой глубине (для Солнца эта глубина равна $0,1-0,2R_\odot$) темп-ра возрастает настолько, что водород весь ионизируется. При этом его поглощение вновь падает. В зависимости от темп-ры звёздной фотосферы аналогичную роль в поглощении и излучении света играют атомы др. элементов (с иной энергией ионизации). Следовательно, интенсивность спектр. линий, характер спектра (*спектральный класс*) звезды связаны гл. обр. с её темп-рой. Поскольку темп-ра звёздного газа меняется с глубиной, понятие «температура звезды» нуждается в уточнении. Обычно за темп-ру звезды принимается её *эффективная температура* $T_\odot$, к-рая приблизительно равна темп-ре газа в средних слоях фотосферы.

У звёзд спектр. класса А темп-ра фотосфер ок. $10\,000\text{ K}$, там водородное поглощение особенно велико. В более горячих звёздах, классов В и О, водородное поглощение меньше, т. к. там водород сильно ионизован. Поэтому в звёздах класса В осн. роль в поглощении играет гелий, к-рый ионизовать труднее, чем водород (энергия ионизации у гелия выше). В звёздах класса О (с темп-рой фотосфер до $45\,000\text{ K}$) гелий почти полностью однократно ионизован, в этих звёздах поглощает ион гелия HeII .

В звёздах типа G, напр. на Солнце, водород и гелий поглощают, как уже говорилось, мало. Отчасти поглощение там обусловлено присутствием атомов Mg, Fe и др. металлов, у к-рых энергия возбуждения и ионизации меньше, чем у водорода. Но атомов металлов в десятки тыс. раз меньше, чем атомов водорода, поэтому их роль всё-таки невелика. В основном же поглощение производится отрицательными ионами водорода. Такой ион представляет собой атом водорода, к к-рому присоединён второй электрон. Связь этого электрона с атомом слабая, уже фотон

ИК-диапазона с $\lambda \sim 8000\text{ Å}$ может разрушить отрицательный ион водорода. Поэтому отрицательные ионы водорода поглощают фотоны видимого света и прилегающих участков спектра. Излучение же происходит при захвате электронов нейтральными атомами. Образующиеся при захвате фотоны и определяют свечение фотосфер Солнца и звёзд, близких к нему по темп-ре. Отрицательные

ионы разрушаются под действием потока излучения, идущего из-под фотосферы, и снова образуются, давая новые фотоны. Свободные электроны, необходимые для образования отрицательных ионов водорода, поставляют при ионизации атомы металлов и в небольшой части — атомы водорода. В самых холодных звёздах, с $T_3 \approx 3000\text{K}$, ионизация мала, отрицательные ионы не образуются. Там поглощают и излучают в основном более сложные системы — молекулы, к-рых на Солнце и в более горячих звёздах почти нет, т. к. они разрушаются при высокой темп-ре.

Итак, в фотосферах звёзд происходит разрушение и образование различных систем — ионов, атомов, отрицательных ионов, молекул. При этом поглощаются и испускаются фотоны, часть к-рых вылетает из фотосферы в окружающее пространство. Фотосфера непрерывно теряет энергию, к-рая восстанавливается за счёт потока излучения, идущего из более глубоких слоёв.

5. Наблюдаемые следствия теории

Многие следствия изложенных представлений о процессах в фотосферах можно проверить наблюдениями.

1) Должно наблюдаться, в частности, скачкообразное изменение яркости спектра вблизи границ полос (рис. 6).

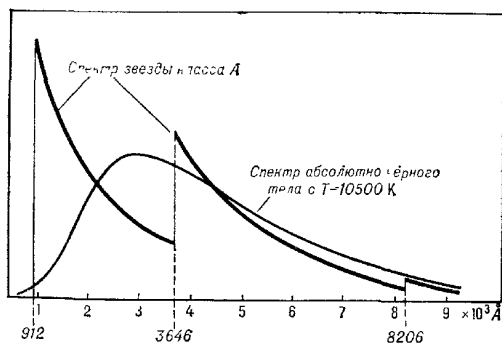


Рис. 6. Непрерывный спектр звезды класса A0 — зависимость интенсивности излучения от длины волны. Для сравнения тонкой линией дана интенсивность излучения абсолютно чёрного тела с темп-рой $10\,500\text{K}$ (тех же размеров, что и звезда).

Действительно, пусть в нек-рой части спектра, напр. около $\lambda = 3646 \text{ Å}$, коэфф. поглощения изменяется скачком, как на рис. 4. Слева от предела поглощения больше, поэтому излучение с $\lambda < 3646 \text{ Å}$

поступает к нам от сравнительно высоких (наружных) слоёв фотосферы. Справа поглощение меньше, так что для $\lambda > 3646 \text{ Å}$ видны более глубокие, горячие слои, — ведь темп-ра звёзд растёт в фотосфере с глубиной. Следовательно, интенсивность справа от 3646 Å должна быть больше, чем слева (см. *Бальме-*

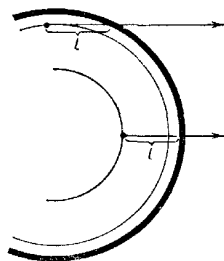


Рис. 7. Ход лучей в центре и на краю диска звезды. При равных путях l лучей через вещество звезды луч на краю выходит из более высоких слоёв, чем в центре диска.

ровский скачок). Такие скачки интенсивности в спектрах действительно наблюдаются. У звёзд класса A они сильны у границ полос, соответствующих энергии ионизации водорода с разных уровней. Это значит, что водородное поглощение там явл. основным. У Солнца скачок около 3646 Å тоже есть, но он очень слаб. Это подтверждает малую роль водородного поглощения в атмосфере Солнца.

2) Наблюдается изменение яркости диска Солнца или звезды с приближением к краю (*потемнение к краю* — см. рис. 1 в ст. *Солнце*). Поскольку вблизи края диска луч идёт наклонно к поверхности (рис. 7), вдоль него видны слои фотосферы, более высокие и холодные, чем в центре. Следовательно, и яркость на краю должна быть меньше, чем в центре.

Величина потемнения зависит от того, как быстро меняется темп-ра с глубиной. Если бы темп-ра фотосферы на всю её глубину была постоянной, то ни скачков, ни потемнения не было бы. Для Солнца можно решить обратную задачу — по наблюдаемому потемнению (фактически по поглощению) определить распределение темп-ры с глубиной. Для звёзд потемнение к краю непосредственно наблюдать нельзя: диски звёзд слишком малы. Лишь из анализа кривых блеска затменных переменных звёзд иногда удаётся получить величину потемнения к краю диска звезды. Однако распределение темп-ры с глубиной и, следовательно, потемнение к краю можно рассчитать теоретически. Эти расчёты хорошо подтверждаются наблюдениями.

6. Линии поглощения в спектрах звёзд

До сих пор говорилось о непрерывном спектре звезды. Однако не менее существенную информацию о звёздных атмосферах дают спектр. линии. В линиях коэфф. поглощения велик, поэтому на частотах линий к нам приходят фотоны только от самых верхних слоёв фотосферы, в к-рых темп-ра и, следовательно-

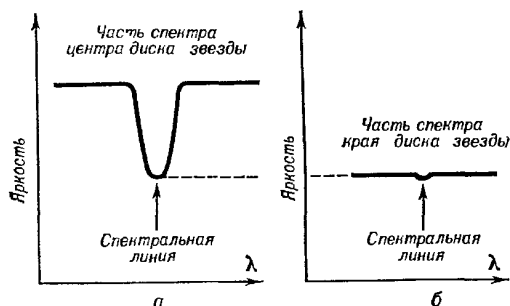


Рис. 8. Участок спектра звезды с линией поглощения для центра её диска (а) и для края диска (б).

но, интенсивность излучения меньше, чем в более глубоких слоях, где рождается непрерывный спектр. Действительно, нек-рые слабые линии так и образуются. Однако можно показать, что большая часть линий, особенно более сильных, образуется иначе. Действительно, на краю диска в непрерывном спектре видны верхние слои фотосферы. Но эти же слои, согласно предположению, опреде-

Причина этих аномалий — в нарушении закона Кирхгофа. Дело в том, что поглощение в спектр. линии не есть обычное поглощение, когда энергия фотона превращается в теплоту (напр., в кинетич. энергию электрона), а потом уже нагретый газ излучает новый фотон. Чаще это поглощение носит характер рассеяния, когда фотон сохраняет свою частоту. Происходит это след. обр. Атом поглощает фотон и переходит в возбуждённое состояние. Если бы плотность газа была велика, атом успел бы до испускания фотона столкнуться со свободным электроном и отдать ему энергию возбуждения. Однако плотность в верхних частях фотосферы не очень велика, поэтому атом обычно успевает до столкновения перейти обратно на осн. уровень, испустив такой же фотон, какой он ранее поглотил, но в ином направлении, чем двигался поглощённый фотон. К таким процессам закон Кирхгофа неприменим.

Образование линий обусловлено след. процессами. Фотоны непрерывного спектра выходят из фотосферы сравнительно свободно. Однако если фотон имеет частоту, соответствующую переходу между к.-л. двумя уровнями энергии атомов, он рассеивается атомами и не выходит из фотосферы, а отклоняется в сторону или вниз. Двигаясь по ломаной траектории, фотон в конце концов поглощается, напр. отрицательным ионом водорода, и его энергия затем переходит в энергию теплового движения частиц.

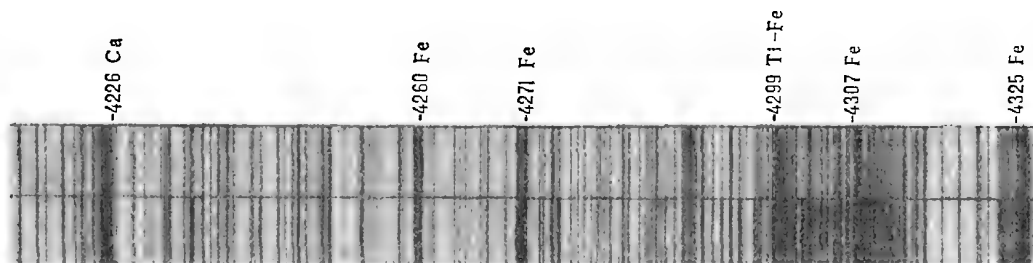


Рис. 9. Спектр центра (внизу) и края (вверху) диска Солнца (приведена синяя часть спектра). Указаны длины волн (в Å) спектральных линий Ca, Fe, Ti.

ляют и излучение в линии. Следовательно, интенсивность излучения в центре линии должна быть равна интенсивности непрерывного излучения края диска, т. е. на краю диска линии должны исчезать (рис. 8). В действительности же большинство линий на краю диска столь же резки, как и в центре (рис. 9).

Таким образом гибнут преимущественно фотоны с частотой, характерной для энергетич. переходов атомов (с частотой спектр. линий). В результате в непрерывном спектре образуются тёмные линии поглощения.

Чем больше атомов, поглощающих фотоны определённой частоты, тем силь-

нее должна быть соответствующая линия поглощения. Поэтому по количеству энергии, поглощённой в линии из непрерывного спектра, можно определить число поглощающих атомов (см. *Кривая роста*). Если сравнить спектры звёзд разных классов, то бросается в глаза существенная разница между ними. У звёзд спектр. класса А выделяются водородные линии *Бальмера серии*: $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ и др.; у звёзд класса G — линии иона кальция ($CaII$), обозначаемые буквами H и K. Можно было бы подумать, что дело в различном хим. составе, но действительная причина заключается в различных условиях возбуждения и ионизации.

Линии серии Бальмера, расположенные в видимой области спектра, образуются при переходах атомов со 2-го уровня энергии на 3-й, 4-й и более высокие. Следовательно, поглощающие атомы — это возбуждённые атомы на 2-м уровне. При темп-ре фотосферы Солнца возбуждение водорода мало, почти все атомы водорода находятся на 1-м уровне, поэтому бальмеровские линии в спектре Солнца слабы. Сильнее всего эти линии в звёздах класса А, т. к. там темп-ра достаточно высока, чтобы возбудить водород, но не настолько высока, чтобы его ионизовать. Линии $CaII$ в звёздах класса А и более горячих слабы, потому что Са там дважды ионизован, т. е. находится в состоянии $CaIII$. В звёздах класса G линии $CaII$ сильны, а в более холодных звёздах они слабее, чем линия нейтрального Са. У холодных звёзд сильно также линия нейтрального Na, к-рая в спектре Солнца уже значительно ослаблена из-за ионизации Na.

Сравнивая интенсивности определённых линий, напр. водорода и $CaII$, можно определить спектр. класс и, следовательно, темп-ру звезды. На диаграмме спектр — светимость (см. *Герцшпрунга — Расселла диаграмма*) жёлтые (5000—7000 K) и особенно красные холодные (2500—5000 K) звёзды довольно резко делятся на звёзды главной последовательности (карлики) и на звёзды-гиганты. Последние представляют собой яркие звёзды с очень разреженными протяжёнными атмосферами. При одном и том же спектр. классе, т. е. одной и той же степени ионизации фотосферы, темп-ра гиганта на неск. сотен градусов ниже, чем у карлика. Ещё более разреженные атмосферы

сверхгигантов холоднее, чем атмосферы гигантов того же класса. Различие темп-р в основном компенсируется влиянием низкой плотности, при к-рой степень ионизации, характерная для звёзд данного класса, сохраняется за счёт уменьшения числа рекомбинаций. Правда, эта компенсация возможна не для всех линий. Поэтому более тщательный анализ спектра позволяет определить и темп-ру, и светимость звёзд. Гиганты можно отличить не только по относительным интенсивностям линий, но и по ширине линий. Дело в том, что столкновения поглощающих атомов с др. атомами, с ионами и с электронами расширяют линию. Поэтому линии карликов широкие, а линии гигантов, и особенно сверхгигантов, в атмосферах к-рых столкновения редки, более узкие.

Наконец, по профилю спектр. линий можно определить скорости хаотических движений атомов, т. к. эти движения, вследствие эффекта Доплера, делают линию более широкой. Движения, расширяющие линии, явл. не столько тепловыми движениями атомов, сколько движениями целых газовых масс, связанных гл. обр. с конвекцией.

7. Заключение

Наиболее детально в А. з. изучена фотосфера. Более прозрачные слои — хромосферу и корону, расположенные выше фотосферы, наблюдать трудно, поэтому они подробно изучены пока только у Солнца. Однако у нек-рых звёзд, особенно у красных холодных карликов, а иногда и у гигантов, хромосфера настолько плотная и протяжённая, что излучаемые ею линии можно наблюдать в общем спектре всей звезды. Теория звёзд с мощными хромосферами, дающими яркие линии, ещё мало разработана.

Итак, изучение звёздных спектров позволяет уточнить физ. природу процессов излучения и поглощения в А. з. Теория позволяет определить из наблюдений темп-ру и плотность фотосфер, изменение этих величин с глубиной, ионизацию и возбуждение атомов, хим. состав газа. Кроме того, определяются скорости хаотических движений газовых масс и *вращение звёзд*, если скорость вращения экваториальной зоны достаточно велика (100—200 км/с), чтобы заметно расши-

рить линию. По форме профиля спектр. линий нек-рых звёзд (напр., звёзд типа Вольфа — Райе и др. ярких горячих звёзд, имеющих профили линий, похожие на профили линий звезды Р Суг) удалось установить, что атмосферы их расширяются во все стороны со скоростями в сотни, а иногда и тысячи км/с, создавая *звездный ветер*, в какой-то степени аналогичный *солнечному ветру*, но гораздо более мощный.

Значения темп-ры и плотности газа фотосферы служат исходными параметрами для расчёта внутр. строения звёзд (см. *Звёзды*).

Всё сказанное выше относится к звёздам, фотосферы к-рых практически не меняются со временем. Однако су-

ществует большое число *переменных звезд*, блеск к-рых периодически или нерегулярно меняется. У большинства переменных звёзд блеск меняется из-за пульсации атмосферы — изменения её размеров и темп-ры (см. *Пульсации*). При этом меняется обычно и спектр звезды.

Лит.: Каплан С. А., Физика звезд, 3 изд., М., 1977; Курс астрофизики и звездной астрономии, под ред. А. А. Михайлова, т. 2, М., 1962, гл. 1, 15; Мустель Э. Р., Звездные атмосферы, М., 1960; Звездные атмосферы, пер. с англ., М., 1963; Соболев В. В., Курс теоретической астрофизики, 2 изд., М., 1975; Грей Д., Наблюдение и анализ звездных атмосфер, пер. с англ., М., 1980; Михалас Д., Звездные атмосферы, ч. 1—2, пер. с англ., М., 1982.

С. Б. Пикельнер.

СОЛНЦЕ

Содержание:

1 Введение	37
2. Солнце как звезда	37
3. Фотосферные явления	41
4. Хромосфера и корона	42
5 Магнитные поля и солнечная актив- ность	45
6. Вспышки на Солнце и их воздействие на Землю	47

1. Введение

Солнце — рядовая звезда нашей *Галактики*. Поэтому такие проблемы, как источники энергии С., его строение, образование спектра, явл. общими для физики С. и звезд. Для земного наблюдателя уникальность С. состоит в том, что это ближайшая к нам и единственная пока звезда, поверхность к-рой можно подвергнуть детальному изучению. Непосредственно с поверхности Земли С. изучают радио- и оптич. методами. Внеатмосферная астрономия позволила значительно расширить исследуемый диапазон частот эл.-магн. излучения С., а также приступить к детальному исследованию его корпускулярного излучения. Всё многообразие солнечных явлений, раскрытое этими методами: зернистая (грануляционная) структура поверхности (фотосферы), сложные изменения яркости и движений в её отдельных активных центрах, процессы в самых внешних, разреженных слоях атмосферы — хромосфере и короне, в частности солнечные вспышки, образование протуберанцев, солнечного ветра, — свойственно, вероятно, не только С., но и др. звёздам. Поэтому физика солнечных явлений имеет огромное значение для развития астрофизики в целом.

2. Солнце как звезда

Солнце — газовый, точнее плазменный, шар (рис. 1). Радиус Солнца $R_{\odot} = 6,96 \cdot 10^{10}$ см, т. е. в 109 раз больше экваториального радиуса Земли; масса $M_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{33}$ г, т. е. в 333 000 раз больше массы Земли. В С. сосредоточено 99,866% массы Солнечной системы. Ср. плотность солнечного вещества $1,41$ г/см³, что составляет 0,256 ср. плотности Земли (солнечное вещество содержит по массе свыше 70% водорода, свыше 20% гелия и ок. 2% др. элементов). Ускорение свободного падения на уровне видимой поверхности С. $g = GM_{\odot}/R_{\odot}^2 = 2,74 \cdot 10^4$ см/с². Вращение С. имеет дифференциальный харак-

тер: экваториальная зона вращается быстрее ($14,4^\circ$ за сутки), чем высокоширотные зоны ($\sim 10^\circ$ за сутки у полюсов). Ср. период вращения С. 25,38 сут, скорость на экваторе ок. 2 км/с, энергия вращения (определяемая по вращению поверхности) составляет $2,4 \cdot 10^{42}$ эрг. Мощность излучения С. — его светимость $L_{\odot} \approx 3,86 \cdot 10^{33}$ эрг/с ($3,86 \cdot 10^{26}$ Вт), эффективная температура поверхности $T_{\text{эф}} = 5780$ К. С. относится к звёздам-карликам спектрального класса G 2. На диаграмме спектр — светимость (см. Герцшпрунга — Рассела диаграмма) С. находится в ср. части главной последовательности, на к-рой лежат стационарные звёзды, практически не изменяющие своей светимости в

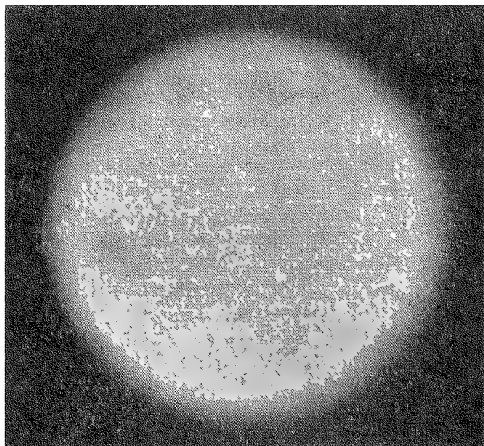


Рис. 1. Фотография диска Солнца в свинц. лучах. Заметно потемнение диска к краю, на краю слева видны пятна.

течение многих миллиардов лет. С. имеет 9 спутников-планет, суммарная масса к-рых составляет всего лишь 0,13% $M_{\odot}$ (см. *Планеты*), но на них приходится ок. 98% момента количества движения всей Солнечной системы (см. *Происхождение Солнечной системы*).

Под действием гравитации С., как и любая звезда, стремится сжаться. Этому сжатию противодействует пере-

пад давления, возникающий из-за высокой темп-ры и плотности внутр. слоёв С. В центре С. темп-ра $T \approx 1,6 \cdot 10^7$ К, плотность $\approx 160 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$. Столь высокая температура в центральных областях С. может поддерживаться длительно только ядерными реакциями синтеза гелия из водорода. Эти реакции и явл. осн. источником энергии С.

Из Планка закона излучения следует, что при темп-рах, характерных для центра С., осн. энергия излучения приходится на рентг. диапазон. Из центральной области С. до его поверхности

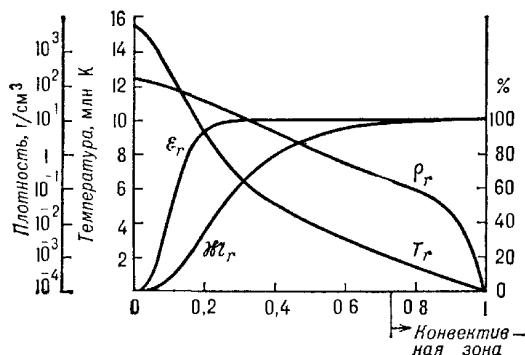


Рис. 2. Радиальное распределение массы m_r (в процентах от полной массы Солнца), плотности ρ_r , температуры T_r и энергии излучения ϵ_r (в процентах от полной энергии излучения Солнца), характерное для Солнца. По горизонтальной оси — расстояние от центра Солнца в долях солнечного радиуса.

эл.-магн. излучение из-за многократного поглощения и переизлучения доходит за время ~ 1 млн. лет, при этом его спектр существенно изменяется (напомним, что путь, в 200 раз больший, — от С. до Земли — свет проходит за время ≈ 8 мин).

В отличие от фотонов, солнечные нейтрино, возникающие в результате ядерных реакций в центре С., доходят до нас практически не поглощаясь. Поэтому методы нейтринной астрономии в принципе позволяют получать данные непосредственно о внутр. областях С.

В недрах С. атомы (в основном это атомы водорода) находятся в ионизованном состоянии. Если водород полностью ионизован, то поглощение излучения связано гл. обр. с отрывом электронов от ионов более тяжёлых элементов (с их фотоионизацией, см. *Ионизация*). Однако таких элементов в недрах

С. мало. Движущиеся из солнечных недр фотоны частично рассеиваются и поглощаются свободными электронами. Суммарное поглощение в ионизованном газе центральной области С. всё же относительно мало. По мере удаления от центра С. темп-ра и плотность газа падают (рис. 2), и на расстояниях, больших $0,7-0,8 R_\odot$, уже могут существовать нейтральные атомы (в более глубоких слоях — атомы гелия, ближе к поверхности С. — атомы водорода). С появлением нейтральных атомов, особенно многочисленных атомов водорода, резко возрастает поглощение, связанное с их фотоионизацией. Перенос энергии излучением сильно затрудняется. Включается др. механизм переноса энергии — развиваются крупномасштабные конвективные движения, и лучистый перенос сменяется конвективным (см. *Конвекция*). Протяжённость по высоте солнечной конвективной зоны ≈ 150 тыс. км. Скорости конвективных движений в глубоких слоях малы — порядка 1 м/с, в тонком верхнем слое они достигают 2—3 км/с.

Выше, в самых поверхностных слоях С., энергия вновь переносится излучением. Излучение, приходящее от С. к внеш. наблюдателю, возникает в чрезвычайно тонком поверхностном слое — *фотосфере*, имеющей толщину $1/2000 R_\odot \approx 350$ км. Располагающиеся над фотосферой хромосфера и корона практически свободно пропускают непрерывное оптич. излучение фотосферы. В первом приближении можно считать, что фотосфера испускает непрерывное тепловое излучение как абсолютно чёрное тело, нагретое примерно до 6000 К (рис. 3). Верхнюю часть фотосферы и переходную область между фотосферой и хромосферой иногда называют обрабатывающим слоем. Этот слой прозрачен для частот непрерывного спектра. Однако в нек-рых частотах, определяемых строением образующих слой атомов, слой непрозрачен. Излучение на этих избранных частотах рассеивается или поглощается обрабатывающим слоем, и в спектре появляются линии поглощения, к-рые иногда наз. *фраунгоферовыми линиями* (см. *Атмосферы звёзд, Спектральные линии*). В спектре С. отождествлено свыше 30 000 линий более чем 70 хим. элементов. Наиболее обилен водород, атомов гелия примерно в 10 раз меньше, атомов всех других элементов —

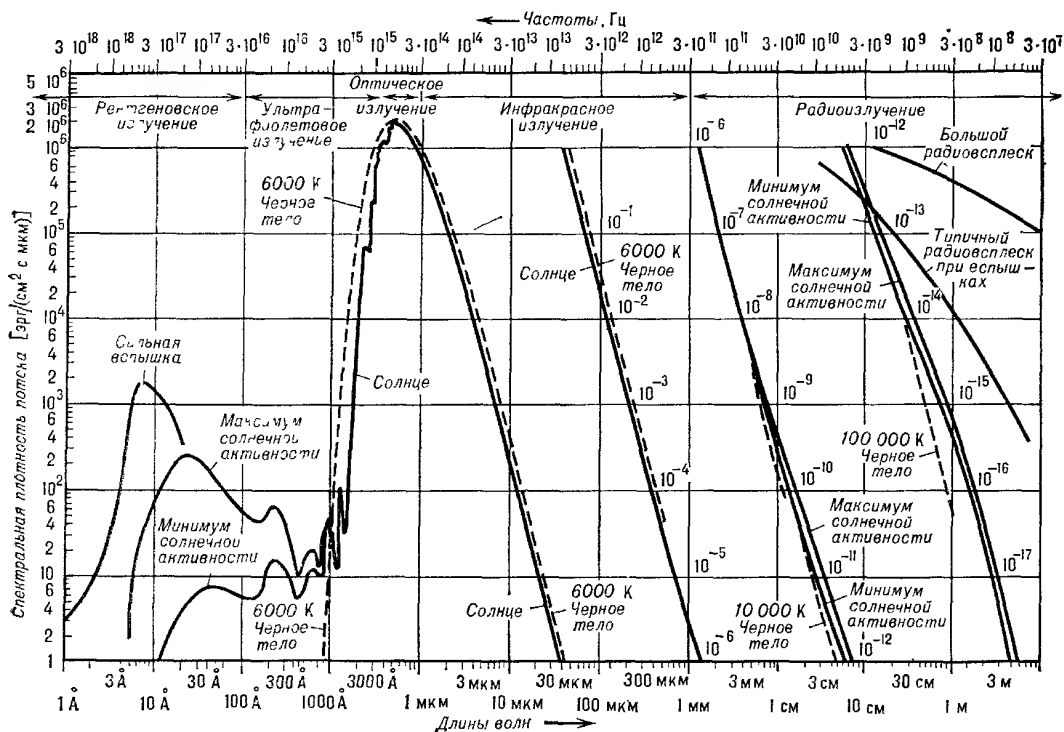


Рис. 3. Спектр излучения Солнца. Непрерывные линии — результаты измерений, штриховые — распределение энергии в спектре абсолютно чёрного тела с температурой $T \approx 6000$ К (или с $T = 10^4$ К и 10^6 К в длинноволновой части спектра). Для волн длиннее 30 мкм порядки величин потоков указаны отдельно (близ кривых).

меньше тысячной доли числа атомов водорода. В областях с меньшими температурами (~ 4000 — 5000 К) образуются простейшие молекулы: CH , CN и др.

Внеатмосферные и радиоастрономические методы позволили измерить солнечное излучение в широком интервале длин волн: от $0,001 \text{ Å}$ (10^{-11} см) до 1 км . Практически вся энергия излучения S заключена в непрерывном излучении фотосферы, приходящемся на интервал длин волн от 1500 Å до $0,5 \text{ см}$. В этом диапазоне фотосферное излучение близ-

ко к излучению абсолютно чёрного тела с $T \approx 6000$ К. Лишь на самых краях диапазона яркостная температура фотосферного излучения падает до ≈ 4500 К в УФ-диапазоне (1800 — 3000 Å) и до 5200 К в далёкой ИК-области ($\lambda \approx 5 \text{ мкм}$). Небольшое уменьшение темп-ры связано с тем, что в этих длинах волн наблюдаются верхние, несколько более холодные части фотосферы. Падение темп-ры фотосферы с высотой объясняет также потемнение к краю диска S . (рис. 4) (на краю диска при касательном направлении луча

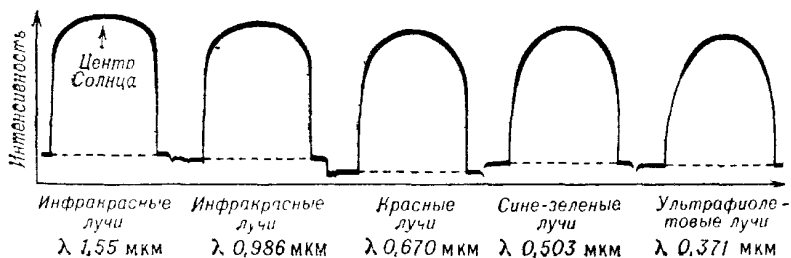


Рис. 4. Распределение интенсивности солнечного излучения по диску Солнца, зарегистрированное болометром для лучей различных цветов. Хорошо заметно потемнение диска к краю, особенно в ультрафиолетовых лучах.

зрения видны лишь поверхностные слои).

В радиодиапазоне и коротковолновой области спектра излучение существенно отличается от фотосферного. В радиодиапазоне оно остается непрерывным, однако его яркостная темп-ра $T_{\text{я}}$ начинает возрастать: в миллиметровом диапазоне $T_{\text{я}} \approx 6000 \text{ К}$, при $\lambda = 1 \text{ см}$ $T_{\text{я}} \approx 10^4 \text{ К}$ и монотонно возрастает до 10^6 К в диапазоне λ от 3 до 100 см. Это объясняется тем, что внеш.

водорода L_{α} ($1216 \text{ \AA}$) и линия нейтрального ($584 \text{ \AA}$) и ионизованного ($304 \text{ \AA}$) гелия. Излучение в этих линиях выходит из области эмиссии практически не поглощаясь. Излучение в радио- и рентг. областях сильно зависит от степени солнечной активности, увеличиваясь или уменьшаясь в несколько раз в течение 11-летнего *солнечного цикла* и заметно возрастая при вспышках на Солнце.

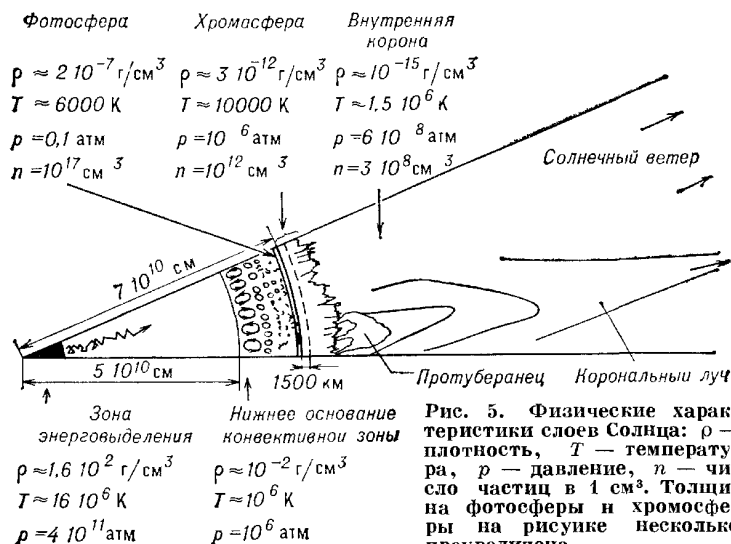


Рис. 5. Физические характеристики слоев Солнца: ρ — плотность, T — температура, p — давление, n — число частиц в 1 см^3 . Толщина фотосферы и хромосферы на рисунке несколько преувеличена.

разреженные части солнечной атмосферы — хромосфера и корона, прозрачные для видимого света, оказываются непрозрачными в радиодиапазоне, и с увеличением длины радиоволн излучение поступает к нам от все более высоких и более горячих уровней атмосферы. Интенсивность радиоизлучения хромосферы и короны испытывает значит. изменения, как медленные, так и более быстрые (всплески). Последние связаны с нетепловыми плазменными процессами (см. *Радиоизлучение Солнца*).

При темп-рах $\sim 10^4 \text{ К}$ (хромосфера) и $\sim 10^6 \text{ К}$ (корона), а также в переходном слое с промежуточными темп-рами появляются ионы различных элементов. Соответствующие этим ионам эмиссионные линии довольно многочисленны в коротковолновой области спектра ($\lambda < 1800 \text{ \AA}$). Спектр в этой области состоит из отдельных эмиссионных линий, самые яркие из к-рых — линия

Физ. характеристики различных слоев приведены на рис. 5 (условно выделена нижняя хромосфера толщиной $\approx 1500 \text{ км}$, где газ более однороден). Нагрев верхней атмосферы С. — хромосферы и короны — может быть обусловлен механич. энергией, переносимой волнами, возникающими в верхней части конвективной зоны, а также диссипацией (поглощением) энергии электрич. токов, генерируемых магн. полями, движущимися вместе с конвективными потоками.

Существование на С. поверхностной конвективной зоны обуславливает ещё ряд явлений. Ячейки самого верхнего яруса конвективной зоны наблюдаются на поверхности С. в виде гранул (см. *Грануляция*). Более глубокие крупномасштабные движения во втором ярусе зоны проявляются в виде ячеек с е р х г р а н у л я ц и и и х р о м о с ф е р н о й с е т к и. Имеются основания считать, что конвекция в ещё более глубоком слое наблюдается в виде гигантских структур — ячеек с большими, чем сверхгрануляция, размерами.

Большие локальные магн. поля в зоне $\pm 30^\circ$ от экватора приводят к развитию т. н. активных областей с входящими в них пятнами. Число активных областей, их положение на диске и полярности пятен в группах изменяются с периодом $\approx 11,2$ года. В период необычайно высокого максимума 1957—58 гг. активность затрагивала практически весь солнечный диск. Кроме сильных

локальных полей на С. имеется более слабое крупномасштабное магн. поле. Это поле меняет знак с периодом ок. 22 лет и близ полюсов обращается в нуль в максимуме солнечной активности.

3. Фотосферные явления

Солнце, видимое с Земли, — это круг со средним угловым диаметром $1920''$. При спокойных атмосферных условиях солнечный телескоп позволяет «увидеть» детали размером $\sim 1''$, что на расстоянии в 1 а. е. соответствует ≈ 700 км.

Солнечная поверхность, наблюдаемая в телескоп в видимом диапазоне длин волн, представляется совокупностью ярких площадок, окружённых относительно тёмными тонкими промежутками. Это — солнечные гранулы (рис. 6), их размеры различны и составляют в среднем ≈ 700 км, «время жизни» (появление и угасание гранулы) ≈ 8 мин. Гранулы разделяются тёмными промежутками шириной ок. 300 км. Флуктуации яркости, вызываемые грануляцией, невелики. Превышение яркости над ср. фоном $\lesssim 10\%$.

Часто в областях, располагающихся в зоне $\pm 30^\circ$ от экватора, кроме спокойной грануляционной картины наблюдаются *солнечные пятна* и *факелы*. Телескоп позволяет различать тёмный овал (т. н. *тень пятна*), окружённый бо-

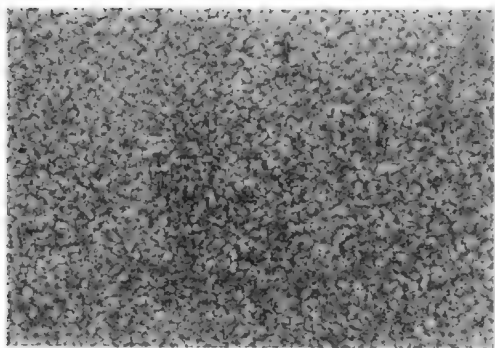


Рис. 6. Грануляция солнечной фотосферы.

лее светлой полутенью (рис. 7). Характерный размер развитого пятна составляет $\approx 35\,000$ км. Диаметр тени примерно вдвое меньше. Близ тени появляются отдельные яркие участки, к-рые в виде узких струй (диаметр $D \approx 700$ км) растекаются к периферии

пятна. Они образуют характерную волокнистую структуру полутени. Время жизни отдельных волокон ≈ 30 — 60 мин. В самой тени пятна также наблюдаются слабоконтрастные флуктуации яркости — очень маленькие светлые точки ($D \approx 350$ км), живущие 15—30 мин. Их отождествляют с «остаточной» грануляцией в условиях сильного магн. поля тени пятна. Поток лучистой энергии в тени пятна ослаблен примерно в 3 раза, что явл. следствием понижения темп-ры от 6000 до 4500 К. Это понижение темп-ры отражается и на спектре пятен: усилены спектр. линии более низкого возбуждения, молекулярные полосы. Видно также, что линии несколько сдвинуты в коротковолновую область. Это позволяет установить (на основе *Доплера эффекта*), что на уровне фотосферы (в области образования изучаемых линий) газ вытекает из пятна (эффект Эвершеда). Движение наружу — от тени к периферии — характер, но лишь для темных, холодных волокон: более горячий газ медленно движется в противоположном направлении. В полутени направление движения

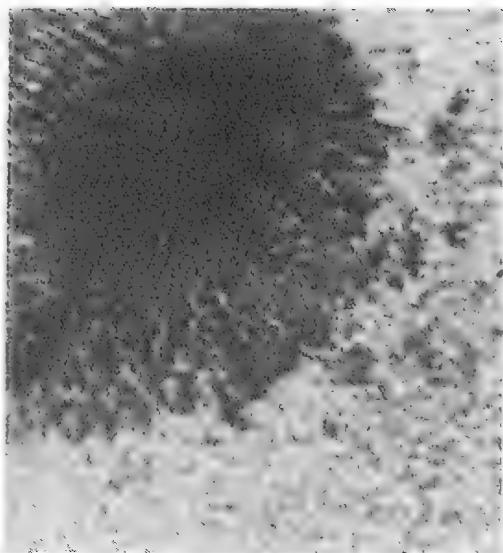
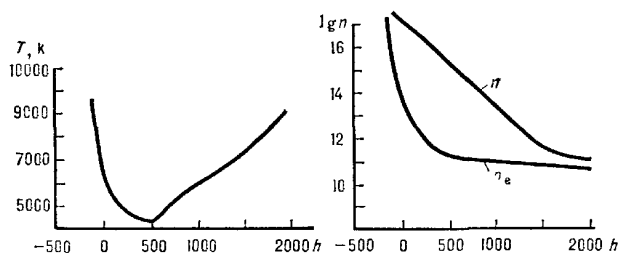


Рис. 7. Солнечное пятно.

близко к горизонтальному. На больших высотах — в хромосфере и короне — газ, наоборот, втекает в область пятна.

Пятна обычно окружены целой сетью ярких цепочек — *фотосферным факелом*. Ширина цепочек равна

диаметру образующих её ярких элементов (групп гранул) и составляет ок. 5000 км, длина достигает 50 000 км. Размер факельных гранул лишь ненамного превышает размер обычных гранул. Факел — долгоживущее образование, он часто не исчезает в течение целого года, а группа пятен на его фоне «живёт» около месяца (самое большое пятно — до неск. месяцев). Суммарная площадь цепочек — волокон факела — примерно в 4 раза больше площади пятна. Факелы, правда менее яркие, встре-



слабое излучение хромосферы и короны. Для этих целей в принципе применяются 2 метода (прямые наблюдения возможны во время солнечных затмений). В первом методе обычно производят искусственное экранирование диска С. Этот метод позволяет наблюдать хромосферу и корону за краем диска С., вообще говоря, только в плоскости полученного изображения, что ограничивает возможности изучения развития явлений большой длительности. Второй метод — изучение внеш. атмосферы в проекции на диск С. — основан на непрозрачности хромосферы и короны в свете некоторых линий, поскольку излучение на частотах центра ряда спектр. линий (водородной H_α , линий H

Рис. 8. Распределение температуры T , концентрации нейтрального водорода n и свободных электронов n_e в фотосфере и нижней хромосфере (h — высота в км).

чаются и независимо от пятен. Величина суммарной площади факелов в годы минимума солнечной активности мала, но в годы максимума волокна факелов могут занимать до 10% всей поверхности С. Волокна факелов отчетливо видны лишь около края диска С. (но не на самом краю), где превышение их яркости над фоном достигает 10—20%. Поскольку около края диска просматриваются поверхностные слои, то такое превышение яркости свидетельствует, что темп-ра верхних слоёв факела примерно на 300 К выше, чем невозмущённой фотосферы.

Распределение темп-ры и плотности с высотой в фотосфере и нижней хромосфере приведено на рис. 8. Поскольку в факеле при оптической толщине 0,1—1 темп-ра несколько выше, чем на тех же уровнях в фотосфере, градиент темп-ры — скорость её уменьшения с высотой — в факеле меньше, чем в фотосфере.

4. Хромосфера и корона

Излучение верхних слоёв солнечной атмосферы слабее фотосферного не менее чем в 10 тыс. раз. Поэтому даже ничтожная доля света фотосферы, рассеянная в земной атмосфере или в оптич. частях телескопа и спектрографа, создаёт столь высокий фон, что прямыми методами не удаётся регистрировать

и К ионов CaII и др.) образуется выше фотосферы — в хромосфере. Оптич. толщина хромосферы для этих частот $\gg 1$, так что свет фотосферы в этих частотах до наблюдателя не доходит. Исследование названных линий позволяет изучать особенности структуры атмосферы на высотах 1000—3000 км [линия К (CaII) образуется в несколько более высоких слоях, чем H_α]. Внеатмосферные наблюдения позволили получить изображения С. в длинах волн лаймановской линии водорода L_α (1216 Å) и линиях гелия (584 и 304 Å), а также в коротковолновых корональных линиях. Применение этого метода требует выделения узкого спектр. интервала сложным интерференционно-поляризационным фильтром (см. Светофильтры) или спектрографом. Независимые данные о внеш. атмосфере С., правда с меньшим пространственным разрешением по поверхности, получаются из радионаблюдений на длинах волн $\lambda \lesssim 1$ см.

Хромосфера вне диска С. (за лимбом) представляется излучающим (эмиссионным) слоем протяжённостью $\approx 10\,000$ км. Нижняя хромосфера (от края С. до высот ≈ 1500 км) излучает слабый непрерывный спектр, на фоне которого видны многочисленные, в основном слабые, эмиссионные линии. В проекции на диск С. они наблюдаются как линии поглощения на ярком фоне фотосферного излучения. Характеристики эмиссионного

спектра позволяют определить физ. условия в нижней хромосфере (см. *Линейчатое излучение*). Данные наблюдений линий нейтрального железа (FeI), титана (TiI) и т. д. говорят о низкой темп-ре этого слоя ($T \approx 5000\text{ K}$); по интенсивности линий можно найти n — число атомов в 1 см^3 . Напр., на высоте $\sim 1000\text{ км}$ число атомов водорода $n_H \sim 10^{13}\text{ см}^{-3}$.

Интенсивность многочисленных слабых эмиссионных линий резко уменьшается с высотой в соответствии со спадом плотности по экспоненциальному закону (см. *Барометрическая формула*). Выше 1500 км наблюдаются лишь сильные линии водорода H_α ($6563\text{ \AA}$), H_β ($4861\text{ \AA}$) и др., гелия D_3 ($5876\text{ \AA}$) и $10\ 830\text{ \AA}$, линии H и K (CaII). По интенсивности линий удаётся выявить на высотах $> 1500\text{ км}$ участки повышенной яркости, соответствующие уплотнениям газа, и на некоторой высоте, характерной для каждой линии, наблюдается свечение изолированных газовых столбов — хромосферных спикул. Диаметры спикул $\sim 1000\text{ км}$, скорости подъёма или опускания $\approx 20\text{ км/с}$, время жизни — неск. мин. Больших высот достигает довольно малое число спикул, на высоте $h \approx 3000\text{ км}$ они занимают ок. 2% площади солнечной поверхности. Механизм образования спикул связан со сложной структурой магн. полей фотосферы.

Вдоль лимба яркость хромосферы меняется: в активных областях возрастает число спикул и усиливается излучение. В среднем излучение хромосферы в активных областях возрастает в 3—5 раз, что соответствует увеличению плотности газа примерно в 2 раза (интенсивность излучения пропорциональна n^2).

Хромосфера выше 1500 км представляет собой в основном набор сравнительно плотных ($n_H \approx 10^{10} - 10^{11}\text{ см}^{-3}$ при $T \approx 6000 - 15\ 000\text{ K}$) газовых волокон и струй с гораздо более разреженным (типа коронального) газом между ними. Выше 4—5 тыс. км остаются только спикеры. При наблюдении в линиях H_α или K (CaII) хромосфера имеет вид мелких узелков, по размерам немного превосходящих гранулы. Эти узелки, в свою очередь, объединяются в крупные ячейки диаметром $(2-3) \cdot 10^4\text{ км}$, они покрывают весь диск, образуя хромосферную сетку. В ячейке газ растекается от центра к периферии со скоростью $0,3-0,4\text{ км/с}$. Магн. поле на

границе ячеек усилено и составляет $10-15\text{ Э}$, ср. время жизни такого образования — около суток. Спикеры, видимые на диске, также концентрируются к границам ячеек сетки.

Образование хромосферной сетки связывают с конвективными движениями большого масштаба — сверхгрануляцией. Горизонтальные растекание ионизованного газа от центра ячейки к периферии сгребает слабое магн. поле (с почти вертикальными силовыми линиями). Усиление поля вызывает интенсификацию свечения хромосферы близ границ сетки, аналогично тому как это происходит в слабых активных областях (см. ниже). Участки активной хромосферы в проекции на диск (в линии H_α) представляют собой яркие области — флоккулы, пересечённые системой тёмных волокон — ф и б р и л. Системы этих волокон (шириной $1000-2000\text{ км}$ и длиной $10\ 000\text{ км}$) обычно соединяют области противоположных полярностей магнитного поля. Над старыми пятнами обычное радиальное расположение волокон несколько нарушается — образуется вихреобразная структура типа циклона. Тёмные волокна представляют собой уплотнения газа, вытянутые вдоль силовых линий магн. поля. Эти плотные волокна лежат низко. Поэтому в образующихся выше линиях K (CaII), L_α , $304\text{ \AA}$ (HeII) флоккулы представляют собой диффузные яркие образования. Интенсивность излучения хромосферы (хромосферная эмиссия) в целом невелика. Для звёзд солнечного типа установлено, что хромосферная эмиссия в линиях H, K и др. падает с уменьшением скорости вращения звёзд и их возрастом. Согласно этому критерию, С. — довольно старая звезда с низкой активностью.

Между хромосферой и короной лежит узкий переходный слой, в к-ром темп-ра быстро растёт от $\sim 10^4$ до $\sim 10^6\text{ K}$. Солнечная корона в момент полной фазы затмения представляется серебристым сиянием, простирающимся до неск. радиусов С. (рис. 9). Свечение короны — это рассеянное на свободных электронах излучение фотосферы. По его интенсивности можно заключить, что в основании короны число электронов (и протонов) в $1\text{ см}^3 \approx 3 \cdot 10^8$ и что это число заметно уменьшается с высотой. Т. о., солнечную корону образует чрезвычайно разреженный газ, и даже слабые магн. поля, проникающие в корону,

оказывают существенное влияние на её динамич. характеристики и строение. Фотографии показывают, что корона не явл. однородным образованием. Выделяются корональные щёточки близ полюсов, дуги и корональные лучи на более низких широтах. Корональные магн. поля, являющиеся продолжением

$T \approx 1,5 \cdot 10^6 \text{ K}$. В радиодиапазоне для волн с $\lambda \geq 1 \text{ м}$ корона непрозрачна и излучает как чёрное тело с $T \sim 10^6 \text{ K}$. В коротковолновой области ($\lambda < 400 \text{ Å}$) наблюдается набор осн. (резонансных) линий ионов, характерны для спектров разреженных газов с $T \sim 10^6 \text{ K}$. Ширина спектр. линии высокоионизо-

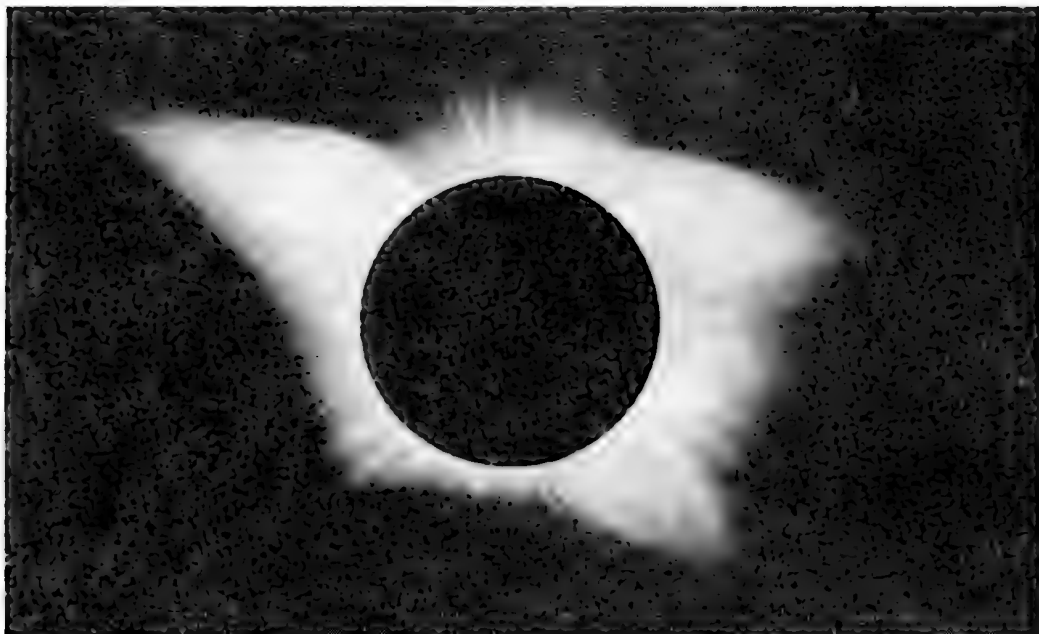


Рис. 2. Корона Солнца, сфотографированная при полном солнечном затмении.

нижележащих полей, изменяются медленно. В соответствии с этим структура короны довольно устойчива, существенные изменения происходят за годы. Необычными оказались температурные условия в короне. Неск. эмиссионных линии короны — зеленая (5303 Å), красная (6374 Å) и др. — были отождествлены с линиями высокоионизованных атомов Fe, Ni и Ca, лишенных от 9 до 14 электронов. Поскольку отрыв электронов происходит в результате столкновения тяжёлого (малоподвижного) иона с налетающими электронами, необходимо, чтобы кинетич. энергия последних была очень высокой (соответствовала электронной температуре $\sim 1,5 \cdot 10^6 \text{ K}$). Высокая темп-ра короны подтверждается целым рядом независимых определений. Так, большая протяжённость короны, медленное убывание её плотности с высотой возможны, согласно барометрич. ф-ле, лишь при

ванных атомов ($\text{FeX} - \text{FeXIV}$), связанная с тепловым разбросом их скоростей, также соответствует $T \gtrsim 10^6 \text{ K}$.

Плазма в областях активной короны — корональных конденсациях — примерно в 3 раза плотнее, чем в окружающих областях. Ср. темп-ра в конденсации обычно также $\approx 1,5 \cdot 10^6 \text{ K}$. Однако в областях, примыкающих к солнечным пятнам, плазма короны нагрета до $\sim 10^7 \text{ K}$. Количество горячего вещества в короне возрастает после бурных нестационарных процессов, особенно после вспышек. Для этого вещества характерны линии ионов CaXV , MgXII и др., образующихся при темп-рах $(3-10) \cdot 10^6 \text{ K}$.

На снимках короны с высоким пространственным разрешением, получаемых, напр., в свете зелёной корональной линии во время затмений, корональные конденсации наблюдаются в виде совокупности петель (арок). На рентг.

фотографиях короны эти петли отчетливо видны не только на лимбе, но и на диске С. Радио- и рентг. наблюдения свидетельствуют о том, что вещество спокойной короны, вне активных областей, по-видимому, также сосредоточено в отдельных, менее контрастных петлях. Эти петли являются «пучками» магнитных силовых линий. Магнитное поле не препятствует переносу энергии вдоль силовых линий, но существенно затрудняет процессы переноса — теплопроводность, диффузию заряженных частиц — поперек поля. Поэтому отдельные петли оказываются изолированными друг от друга. Если в вершине петли выделяется энергия (напр., газ нагревается из-за затухания волн), то теплота распространяется по силовым линиям вниз, нагревая плотный газ в основаниях петли. Происходит своеобразное «испарение» плотного газа в корональную часть арки. В установившемся стационарном состоянии плотность плазмы в петле оказывается тем большей, чем больше выделяемая в её вершине энергия.

В некоторых местах спокойной короны петли отсутствуют. Эти области из-за пониженной яркости в рентг. лучах наз. корональными дырами. Для них характерна открытая магн. конфигурация с замыканием силовых линий далеко в межпланетном пространстве. Вещество дыр уже не удерживается магн. силами и беспрепятственно истекает в межпланетное пространство. Плотность в этих областях короны уменьшается, и, ввиду больших энергетич. потерь на формирование газодинамич. потока, темп-ра оказывается несколько ниже, чем в обычных корональных петлях. Это объясняет пониженную яркость дыр в рентгеновском диапазоне по сравнению со спокойной короной.

В короне расположены сравнительно холодные плотные облака ($n = 10^{10} - 10^{11}$ см⁻³, $T \sim 10^4$ К) — протуберанцы, простирающиеся в длину до $1/3 R_{\odot}$. Эти облака имеют причудливую форму (диффузные образования, дуги, воронки и т. д.), движения в них очень сложны. Наиболее распространены «спокойные» протуберанцы, появление к-рых обычно связано с развитием группы пятен, но существуют они значительно дольше пятен (до 1 года). Непосредственно в зоне пятен наблюдаются после вспышек т. н. протубе-

ранцы солнечных пятен — потоки газа, втекающего из короны в зону пятен со скоростями в неск. десятков км/с. Другой вид протуберанцев связан с выбросами вещества вверх (обычно после вспышек) со скоростями $\sim 100 - 1000$ км/с (т. н. быстрые эруптивные протуберанцы, рис. 10).

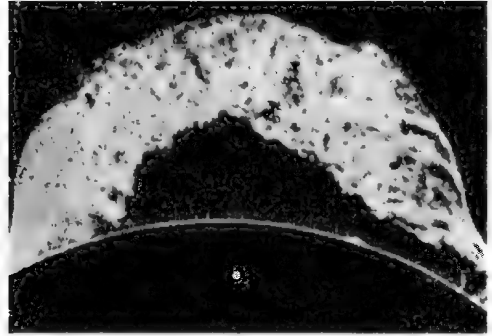


Рис. 10. Эруптивный протуберанец, сфотографированный в лучах H_{α} 4 июня 1946 г. (по У. Робертсу). Для масштаба на диске Солнца белым кружком изображена Земля.

Физ. условия в протуберанцах близки к хромосферным, поэтому характер спектров и методы наблюдения протуберанцев и хромосферы совпадают. Образование протуберанцев, траектории движения и «поддержка» тяжёлых газовых облаков в короне обусловлены действием магн. сил.

5. Магнитные поля и солнечная активность

Все явления солнечной активности связаны с выходом на поверхность С. магн. полей. Уже первые измерения эффекта Зеемана, проведенные в начале 20 в., показали, что поля в пятнах характеризуются напряжённостью порядка неск. тыс. эрстед, причем такие поля реализуются в областях с диаметром $\approx 20\,000$ км. Совр. приборы для измерения полей на С. позволяют не только измерять величину поля с точностью до 1 Э, но и судить об углах наклона вектора напряжённости магн. поля. Выяснено, напр., что факелы представляют собой области с полями 5—300 Э. В тени пятен поля достигают 1000—4500 Э. В центре пятна поле направлено вверх, вдоль радиуса С., но к периферии его наклон увеличивается, и в полутени поле уже практиче-

ски параллельно солнечной поверхности (рис. 11). Поле сосредоточено в отдельных жгутах.

Среднее по солнечной поверхности поле имеет порядок 1 Э, оно состоит, по-видимому, из отдельных ячеек с $H \sim 10$ Э на их границах. Такое поле наблюдается близ полюсов С., тогда как на низких широтах оно часто возмущено сильными полями активных областей. Эти сильные локальные поля возмущают не только фотосферу, но проникают и во внеш. слои. В хромосфере над тенью пятен их величина может достигать ~ 1000 Э, над полутенью и факелами ~ 100 Э. Косвенные данные говорят, что поля в короне над активной областью $\sim 10-0,1$ Э. Т. о., активная область (или центр активности) отождествляется с местом повышенной напряжённости магн. поля. Нижнее основание

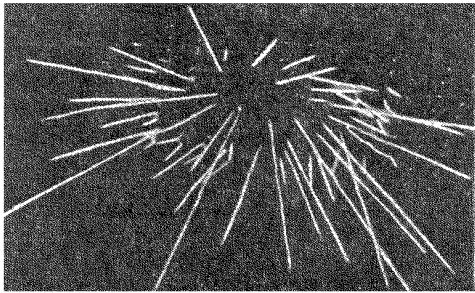


Рис. 11. Магнитное поле солнечного пятна (по А. Б. Северному). Величина и направление вектора напряжённости поля показаны отрезками прямых линий. На периферии пятна силовые линии поля наклонены сильнее, чем в его центре.

активной области — факелы и пятна — располагается в фотосфере. Верхняя часть проявляется как хромосферный факел (флоккул), и в короне — как корональная конденсация.

Чаще всего активные области характеризуются двумя полюсами противоположной полярности — т. н. биполярными центрами, хотя встречаются как мультиполярные, так и униполярные области. Полюса противоположной полярности соединяются системой арок протяжённостью до 30 000 км и высотой до 5000 км. Вершины арок медленно поднимаются, а около полюсов газ стекает вниз, по направлению к фотосфере.

Своеобразно развитие активной области во времени. С усилением магн. поля в фотосфере возникает факел, постепенно увеличивающий свою пло-

щадь и яркость. Примерно через сутки в нём возникает неск. тёмных точек — пор, развивающихся затем в солнечные пятна. Десятые — одиннадцатые сутки жизни области характеризуются наиболее бурными процессами в хромосфере и короне. При этом размер больших групп пятен достигает 20 гелиографич. градусов по долготе и 10° по широте, или $2400 \text{ км} \times 12\,000 \text{ км}$. Через 1—3 месяца пятна постепенно пропадают, над областью повисает гигантский протуберанец. Через полгода или год данная область исчезает.

Для среднего пятна с полем 3000 Э магн. энергия по меньшей мере в 10 раз превосходит кинетич. энергию конвективных движений. Но в конвективной ячейке обязательно присутствует горизонтальное перемещение, перпендикулярное направлению поля. Поле препятствует горизонтальному перемещению, в результате чего конвекция в пятнах оказывается значительно ослабленной. Затруднение конвекции приводит к меньшему поступлению энергии в область пятен, поскольку энергия в глубоких слоях переносится конвективными движениями. Вероятно, с этим и связаны более низкая темп-ра и «чернота» пятен.

Наблюдаемые в тени пятен гранулы (с размерами ≈ 300 км и ср. временем жизни $\approx 15-30$ мин) указывают на наличие сильно видоизменённой конвекции. Она состоит здесь в том, что отдельные элементы горячего газа прорываются в пятнах вдоль поля до фотосферных высот. Там они расширяются, сжимая окружающий газ вместе с полем. Плотный газ опускается, движения газа напоминают перемещения вверх и вниз в тесно расположенных трубах с незначительно изменяющимся поперечным сечением (т. е. с незначительной деформацией силовых линий). Во многих др. случаях — при движении газа в протуберанцах, в корональных арках траектории движения газа также совпадают с ходом силовых линий.

Степень влияния поля на строение внеш. атмосферы зависит как от величины выходящего на поверхность магн. потока ($10^{17}-10^{22}$ Мкс), так и от того, насколько сильно он изменяется с высотой и во времени.

На разрезе солнечной атмосферы (рис. 12) указаны потоки энергии в фотосфере, хромосфере, переходном слое хромосфера — корона и во внутр.

короне в спокойных и активных областях. Подчеркнём, что во внеш. атмосфере осн. отличие активных областей от спокойных состоит в том, что в районах, занятых локальными магн. полями, нагрев в вершинах петель больше и из-за процесса «испарения» плотность в петлях в неск. раз выше. В магн. по-

кратковременное эл.-магн. излучение в широком диапазоне длин волн — от жёсткого рентг. излучения (и даже γ -излучения) до километровых радиоволн. Для больших вспышек в рентг. диапазоне (энергия фотонов $\epsilon > 0,5$ кэВ) потоки около Земли достигают $0,1$ эрг/(см²·с), что в де-

сятки тыс. раз превосходит соответствующее значение потоков от Солнца вне вспышек в этом диапазоне. Мягкое рентг. излучение вспышки есть тепловое излучение плазмы, нагретой до $\sim 10^7$ К. На изображении С. в мягких рентг. лучах в области вспышки выделяется яркое ядро, окружённое диффузным свечением. Ядро — система петель и узлов — располагается между пятнами, в вершинах арок, соединяющих пятна противоположной полярности.

В мощных вспышках наблюдается жёсткое рентг. излучение в диапазоне энергий от десятков до сотен кэВ. Это излучение регистрируется как се-

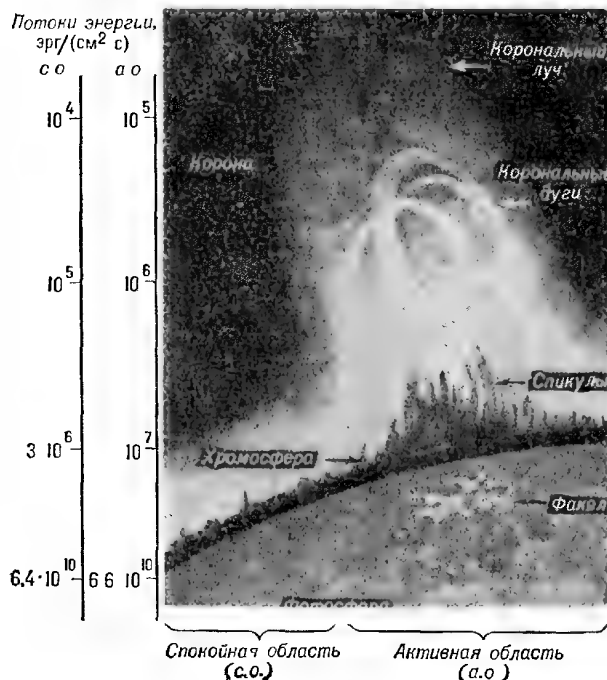


Рис. 12. Схематическое изображение спокойной области (с. о.) и активной области (а. о.) атмосферы Солнца. Приведены значения потоков энергии (выходящих из фотосферы во всем диапазоне длин волн), хромосферы и короны (в коротковолновой области спектра).

лях появляется возможность развития нестационарных явлений: вспышек, выброса петель в межпланетное пространство (транзиент) и др.

6. Вспышки на Солнце и их воздействие на Землю

В процессе развития активной области иногда возникают ситуации, при которых возможна быстрая перестройка («перезаключение») магн. полей. Эта перестройка вызывает вспышки, сопровождаемые сложными движениями ионизованного газа, его свечением, ускорением частиц и т. д. Вспышки на Солнце, как правило, наблюдаются вблизи пятен; обычно бывает неск. слабых вспышек за день. Сильные вспышки — весьма редкое явление. Вспышка на С. представляет собой внезапное выделение энергии в верхней хромосфере или нижней короне, генерирующее

отдельных импульсов во время жёсткой фазы вспышки, предшествующей максимуму излучения. Оно генерируется большим числом электронов, ускоренных при вспышках. В самых мощных, т. н. протонных, вспышках ускоряются и тяжёлые частицы, в частности протоны, до энергий в сотни МэВ.

Начало вспышки может быть очень резким, но иногда «взрыву» предшествует неск. минут медленного развития или даже слабая предвспышка. Далее идёт собственно взрывная (жёсткая, импульсная) фаза, во время которой за 1—3 мин ускоряются частицы, формируется горячее облако. В ряде вспышек (их называют тепловыми) жёсткая фаза отсутствует. После достижения макс. яркости (напр., в мягком рентг. излучении через 1—15 мин после начала) процесс горения большой вспышки продолжается ещё неск. часов. На фазе спада

характерным явл. формирование и движение вверх всей системы волокон, многочисленные выбросы плазменных сгустков. Так, при наблюдении вспышки за краем диска заметны массы газа, разлетающиеся из яркого выступа —

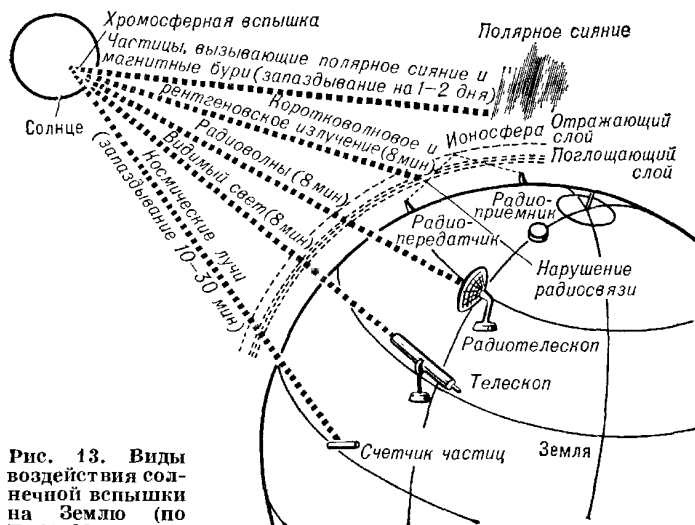


Рис. 13. Виды воздействия солнечной вспышки на Землю (по Д. Х. Мензелу).

системы петель — со скоростями, превышающими 100 км/с.

Выделение большой энергии на значительных высотах вызывает в солнечной атмосфере целый ряд вторичных процессов: свечение в различных энергетич. диапазонах и газодинамич. эффекты. Яркость хромосферы, в частности в линии $H\alpha$, увеличивается в наблюдаемых на диске волокнах вспышки в неск. десятков раз. Свечение охватывает площадь вплоть до 10^{-3} площади видимой полусферы Солнца. Появление этого свечения связано с проникновением от вершины магн. арки к её основанию потоков частиц и теплоты. Во время жёсткой фазы перед направленным вниз возмущением образуется ударная волна. Нагрев плотных слоёв атмосферы приводит к «испарению» большого количества газа, и это способствует длительному существованию плотного горячего плазменного облака. К концу жёсткой фазы постепенно формируется направленная наружу ударная волна. Распространяясь со скоростями 1000—2000 км/с, она вызывает появление радиовсплеска II типа (подробнее о радиовсплесках см. в ст. *Радиоизлучение Солнца*).

При большой вспышке выделяется громадная энергия, $\sim 10^{31}$ — 10^{32} эрг (мощность $\sim 10^{29}$ эрг/с). Она черпается из энергии магн. поля активной области. Согласно представлениям, к-рые успешно развиваются с 1960-х гг. в СССР, при взаимодействии магнитных потоков возникают токовые слои. Развитие плазменной турбулентности в токовом слое может приводить к ускорению частиц, причём существуют триггерные (стартовые) механизмы, приводящие к внезапному развитию процесса.

Рентг. излучение и солнечные космические лучи, приходящие от вспышки (рис. 13), вызывают дополнительную ионизацию земной ионосферы, что сказывается на условиях распространения радиоволн. Поток выброшенных при вспышке частиц примерно через сутки достигает орбиты Земли и вызывает на Земле магнитную бурю и полярные сияния (см. *Верхняя атмосфера, Солнечно-земные связи*).

Помимо корпускулярных потоков, порождённых вспышками, существует непрерывное корпускулярное излучение С. Оно связано с истечением разреженной плазмы из внеш. областей солнечной короны в межпланетное пространство — *солнечным ветром*. Потери вещества за счёт солнечного ветра невелики, $\approx 3 \cdot 10^{-14} M_{\odot}$ в год, но он представляет собой осн. компонент межпланетной среды.

Солнечный ветер выносит в межпланетное пространство крупномасштабное магн. поле С. Вращение С. закручивает линии межпланетного магн. поля (ММП) в спираль Архимеда, что отчетливо наблюдается в плоскости эклиптики. Поскольку осн. особенность крупномасштабного магн. поля С. явл. две окопюлюсные области противоположной полярности и прилегающие к ним поля, при спокойном С. северная полусфера межпланетного пространства оказывается заполненной полем одного знака, южная — другого (рис. 14). Близ максимума активности из-за смены знака крупномасштабного поля С. происходит переполусовка этого регуляр-

ного магн. поля межпланетного пространства. Магн. потоки обоих полушарий разделены токовым слоем. При вращении С. Земля находится неск. дней то выше, то ниже изогнутой «гофрированной» поверхности токового слоя, т. е. попадает в ММП, направленное то

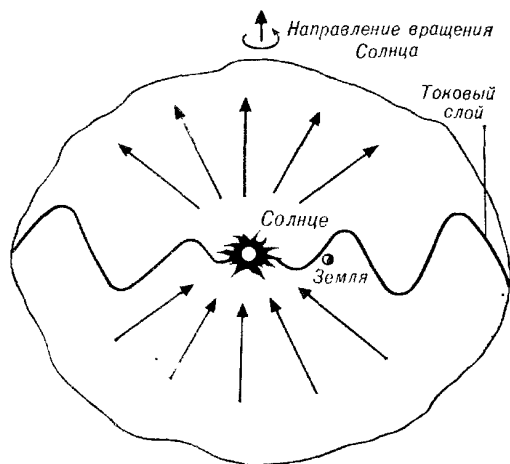


Рис. 14. Меридиональный разрез межпланетного магнитного поля (стрелки) близ чётного минимума солнечной активности. По поверхности, разделяющей северный и южный магнитные потоки, течёт электрический ток.

к С., то от него. Это явление наз. *секторной структурой* межпланетного магнитного поля.

Близ максимума активности наиболее эффективно воздействуют на атмосферу и магнитосферу Земли потоки частиц, ускоренных при вспышках. На фазе спада активности, к концу 11-летнего цикла активности, при уменьшении числа вспышек и развитии межпланетного токового слоя становятся более существенными стационарные потоки усиленного солнечного ветра. Вращаясь вместе с С., они вызывают повторяющиеся каждые 27 сут геомагн. возмущения. Эта рекуррентная (повторяющаяся) активность особенно высока для концов циклов с чётным номером, когда направление магн. поля солнечного «диполя» антипараллельно земному.

Лит.: Мартынов Д. Я., Курс общей астрофизики, 3 изд., М., 1978; Мензел Д. Г., Наше Солнце, пер. с англ., М., 1963; Солнечная и солнечно-земная физика. Иллюстрированный словарь терминов, пер. с англ., М., 1980; Шкловский И. С., Физика солнечной короны, 2 изд., М., 1962; Северный А. Б., Магнитные поля Солнца и звезд, «УФН», 1966, т. 88, в. 1, с. 3-50; Гибсон Э., Спокойное Солнце, пер. с англ., М., 1977; Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Цытович В. Н., Физика плазмы солнечной атмосферы, М., 1977. М. А. Лившиц.

Содержание:

1. Введение	50
2. Излучение планет	52
3. Планетные оболочки. Дифференциация недр. Химический состав	53
4. Поверхности планет и их спутников	55
5. Атмосферы планет	57
6. Климат	61

1. Введение

Планета (от греческого *astēr planētēs* — блуждающая звезда) — небесное тело, движущееся вокруг Солнца в его гравитац. поле и светящееся отражённым солнечным светом. Масса П. слишком мала для того, чтобы внутри её могли протекать характерные для звёздных недр ядерные реакции (последние не могут «зажигаться» в недрах тел, имеющих массу меньше примерно $0,01 M_{\odot}$). В Солнечной системе имеется

ры П. и Солнца. В состав Солнечной системы входят кроме самих планет их спутники, а также *астероиды*, *кометы*, *метеорные тела*, *солнечный ветер*. Несомненно, П. должны быть и около многих др. звёзд, однако прямые наблюдательные данные отсутствуют, есть только косвенные указания (см. *Невидимые спутники звёзд*).

С 1962 П. успешно исследуются советскими и американскими КА: детально изучены атмосферы Венеры и Марса; с борта пролётных и орбитальных КА сфотографированы поверхности Меркурия, Марса, облачный покров Венеры, Юпитера, Сатурна, вся поверхность Луны, получены изображения спутников Марса, Юпитера, Сатурна, колец Сатурна и Юпитера. Спускаемые КА исследовали физ. и хим. св-ва пород, слагающих поверхность Марса, Венеры, Луны (образцы лунных пород были доставлены на Землю и тщательно изучены). Исследование П. перестало быть занятием одних только астрономов. Рождается комплекс наук о П. — физика планетных атмосфер, планетных недр, планетохимия.

Группы планет. По физ. характеристикам П. делятся на 2 группы: П. земного типа (Меркурий, Венера, Земля, Марс) и П.-гиганты (Юпитер, Сатурн, Уран, Нептун). О Плуtone известно очень мало, но, по-видимому, он ближе по своему строению к П. земной группы. Особое положение занимает Луна. Хотя она явл. спутником Земли, отношение её массы к массе Земли велико ($1/81$), и есть основание рассматривать систему Земля — Луна как двойную планету. Двойной планетой является также Плутон, имеющий массивный спутник.

В табл. 1 приведены нек-рые физ. характеристики П., позволяющие установить осн. различия П.-гигантов и П. земной группы. П.-гиганты значительно больше по размерам и массе, меньше по плотности, быстрее вращаются. Ок. 98% суммарной массы П. Солнечной системы ($1/743 M_{\odot}$) приходится на долю

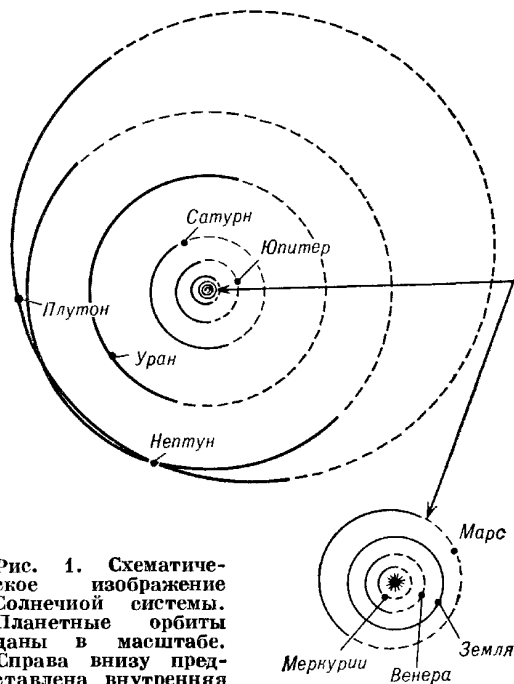


Рис. 1. Схематическое изображение Солнечной системы. Планетные орбиты даны в масштабе. Справа внизу представлена внутренняя часть Солнечной системы. Пунктиром показана часть орбиты каждой планеты, которая лежит ниже плоскости орбиты Земли (если смотреть с северного полюса мира).

9 планет. На рис. 1 представлена схема расположения орбит П. Солнечной системы, на рис. 2 — относительные разме-

Табл. 1. — Основные характеристики планет

Параметр	Меркурий	Венера	Земля	Марс	Юпитер	Сатурн	Уран	Нептун	Плутон
Среднее расстояние от Солнца, а. е.	0,387	0,723	1,000	1,524	5,20	9,54	19,18	30,07	39,44
Сидерический период обращения	88,0 сут	224,7 сут	365,3 сут	687,0 сут	11,86 лет	29,46 лет	84,01 лет	164,8 лет	247,7 лет
Синодический период обращения, сут	115,9	583,9		779,9	398,9	378,1	369,7	367,5	366,7
Эксцентриситет орбиты	0,2066	0,0067	0,0167	0,0934	0,0484	0,0557	0,0471	0,0087	0,247
Наклонение орбиты к эклиптике	7°01'	3°24'		1°51'	1°18'	2°29'	0°46'	1°46'	17°08'
Экваториальный радиус, км. .	2439	6051	6378	3393	71400	60400	24300	25050	1500(?)
Сжатие	0,000	0,000	0,0034	0,0052	0,062	0,103	0,06	0,02	(?)
Масса, г.	$3,28 \cdot 10^{26}$	$4,88 \cdot 10^{27}$	$5,98 \cdot 10^{27}$	$6,40 \cdot 10^{26}$	$1,90 \cdot 10^{30}$	$5,68 \cdot 10^{29}$	$8,70 \cdot 10^{28}$	$1,03 \cdot 10^{29}$	$1,0 \cdot 10^{25}$
Масса (в единицах земной массы)	0,055	0,816	1,000	0,107	318	95,1	14,6	17,2	0,0017
Средняя плотность, г·см ⁻³ . .	5,4	5,2	5,5	3,9	1,3	0,7	1,6	1,7	0,7(?)
Ускорение силы тяжести на экваторе, см·с ⁻²	370	887	981	371	2500	1100	950	1150	7,5
Параболическая скорость, км/с	4,3	10,4	11,2	5,0	6,1	36	22	24	0,7
Период вращения	58,8 сут	243 сут	$23^h 56^m 4,1^s$	$24^h 37^m 22,6^s$	$9^h 50,5^m$	$10^h 14^m$	$10^h 49^m$	$15^h 40^m$	$6^h 16^m$
Наклон экватора к плоскости орбиты	7°	3°24'	23°27'	25°12'	3°07'	26°45'	82°	29°	(?)
Визуальная звездная величина*	-0,2	-4,1		-1,9	-2,4	+0,8	+5,8	+7,6	+14,7
Сферическое альbedo**	0,06	0,75	0,36	0,24	0,50	0,76	0,62	0,50	0,09
Солнечная постоянная, Вт·м ⁻²	13600	2600	1360	586	50,3	15,0	3,70	1,50	0,87
Средняя эффективная температура, К	440	231	249	210	134	97	54(?)	56(?)	43(?)
Температура поверхности, К***	750(100)	735	288	300(147)					
Атмосферное давление у поверхности, атм	<10 ⁻¹⁰	90	1,0	0,006					
Число известных спутников (естественных)	0	0	1	2	15	16	5	2	1

* Меркурий и Венера в квадратуре, остальные в противостоянии.

** Для Венеры, Земли, Марса и Юпитера — интегральное, для других планет — визуальное.

*** Для Меркурия и Марса первая цифра — максимальная температура (полдень, экватор), вторая — минимальная, для Земли и Венеры дано среднее значение температуры.

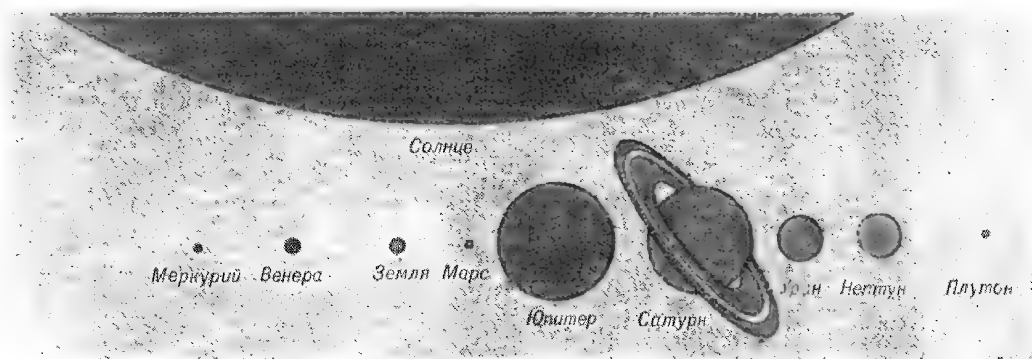


Рис 2 Относительные размеры планет и Солнца

П-гигантов. Имеется еще одно важное различие. Тепловой поток из недр Юпитера и Сатурна примерно равен по величине потоку, получаемому ими от Солнца. Тепловой поток из недр Земли пренебрежимо мал по сравнению с поступающим от Солнца, и то же самое, по видимому, верно и для др П земной группы. П-гиганты имеют многочисленные семейства спутников. Каждое такое семейство явл маленьким подобием Солнечной системы. Юпитер, Сатурн и Уран, кроме того, обладают кольцами, состоящими из множества мелких тел (обломков).

Происхождение планет. Предполагается, что П возникли одновременно (или почти одновременно) 4,6 млрд лет назад из газовой-пылевой туманности, имевшей форму диска, в центре к-рого было расположено молодое Солнце. Эта протопланетная туманность образовалась, по-видимому, вместе с Солнцем из межзвездного вещества, плотность к-рого превысила критич предел (см *Звездообразование*). По нек-рым данным (присутствие специфич изотопов в *метеоритах*), такое уплотнение произошло в результате от носительно близкого взрыва *сверхновой звезды*.

Протопланетное облако было неустойчивым, оно становилось все более плоским, твердые пылинки сближались, сталкивались, образовывали тела все больших и больших размеров, и в относительно короткий срок (по разным оценкам, от 10^5 до 10^6 лет) сформировались 9 больших П. Астероиды, кометы, метеориты явл, вероятно, остатками материала, из к-рого сформировались П.

2. Излучение планет

Спектр излучения любой П содержит два максимума (рис 3), один из них соответствует отраженному солнечному излучению, второй — тепловому излучению П. Второй максимум присутствует независимо от величины теплового потока из недр, поскольку часть солнечного излучения поглощается П и переизлучается в длинноволновой области спектра. Длина волны λ_m на к-рой наблюдается второй максимум, определяется *эффективной температурой* планеты T_3 в приближенном соответствии с законом Вина (см *Планка закон излучения*)

$$\lambda_m (\text{мкм}) = 2886/T_3 (K) \quad (1)$$

Доля солнечной энергии, отраженной от П, определяется величиной интегрального сферического *альбеда*

$$A = \Phi/\Phi_0, \quad (2)$$

где Φ_0 — падающий поток солнечного излучения, Φ — поток, рассеянный П во все стороны. Значения A и σT_3 (по всей планете) эффективной темп-ры T_3 связаны ур-нием теплового баланса

$$\sigma T_3^4 = \frac{1}{4} (1 - A) E_0 + q, \quad (3)$$

где E_0 — освещенность, создаваемая Солнцем в подсолнечной точке П, $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт м}^{-2} \text{ К}^{-4}$ — постоянная Стефана — Больцмана, q — тепловой поток из недр П. Первый член справа в ф-ле (3) — поток излучения Солнца, поглощенный П, слева — уходящий тепловой поток (в расчете на ед площади П). Коэфф $1/4$ в первом члене справа появился из-за того, что

падающий поток пропорционален освещенной поверхности (πR^2), а уходящий — всей поверхности Π ($4\pi R^2$, где R — радиус планеты). Для Π земной группы $q \ll E_0$. Длинноволновый участок спектра теплового излучения простирается в радиодиапазон и изучается методами радиоастрономии.

В каждом данном интервале длин волн уровень, с которого уходит излучение (отраженное или тепловое), соответствует, как правило, оптической толщине $\tau \approx 1$ (отсчитываемой сверху). Он может располагаться на той или иной высоте в атмосфере, на некоторой глубине под поверхностью или практически с ней совпадать. Детальное исследование спектра излучения явилось благодаря этому важным источником информации об атмосфере и поверхности Π .

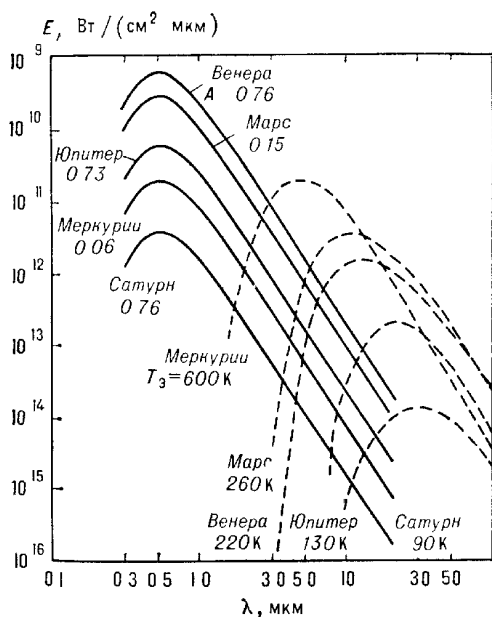


Рис. 3. Схема распределения энергии в спектре излучения планет. Сплошные кривые соответствуют отраженному солнечному излучению, прерывистые — тепловому излучению планет (рядом указаны значения альбедо A планет и эффективной температуры T_e их поверхности).

УФ-излучение (с $\lambda < 3000 \text{ \AA}$) уходит из относительно высоких слоев атмосферы. Самые внеш. слои планетных атмосфер (их водородные короны) излучают в основном в линии с $\lambda = 1216 \text{ \AA}$. Механизм свечения — рассеяние излучения Солнца в линии $L\alpha$ (см Лаймана серия).

Видимая, ближняя УФ- и ближняя ИК-области спектра ($3000 \text{ \AA} - 4 \text{ мкм}$) соответствуют излучению поверхности Π (Меркурий, Марс) или облаков в атмосфере (Венера и Π -гиганты) в отраженном солнечном свете. В средней и дальней ИК-областях ($\lambda = 4 \text{ мкм} - 1 \text{ мм}$) наблюдается тепловое излучение поверхности Π (Меркурий, Марс) или атмосферы Π (Венера Π -гиганты).

Радиоволны миллиметрового, сантиметрового и дециметрового диапазонов излучает грунт Венеры ($\lambda \gtrsim 1 \text{ см}$), Меркурия и Марса, атмосфера Юпитера ($\lambda < 3 \text{ см}$) и др. Π гигантов.

До сих пор шла речь о тепловом излучении Π . Наблюдается также нетепловое радиоизлучение Π (см Нетепловое излучение). Особенно интенсивно излучение Юпитера, представляющее собой стационарное синхротронное излучение, рождающееся в магнитосфере ($3 \text{ см} < \lambda < 100 \text{ см}$), и излучение в форме всплесков, генерируемое колебаниями ионосферной плазмы ($10 \text{ м} < \lambda < 1 \text{ км}$).

3. Планетные оболочки. Дифференциация недр. Химический состав.

Планетные оболочки. Строение Π по вертикали — слоистое, выделяют неск. сферических оболочек, различающихся по хим. составу, фазовому состоянию, плотности и др. физ. хим. характеристикам. Все Π земной группы имеют твердые оболочки, в которых сосредоточена почти вся их масса. Три из них — Венера, Земля и Марс — обладают газовыми атмосферами. Меркурий практически лишен атмосферы. Только Земля имеет жидкую оболочку (прерывистую) из воды — гидросферу, а также биосферу — оболочку, состав, структура и энергетика которой в существенных чертах обусловлены прошлой и совр. деятельностью живых организмов. Аналогом гидросферы на Марсе явилась криосфера — лед H_2O в полярных шапках и в грунте (вечная мерзлота). Одна из загадок Солнечной системы — дефицит воды на Венере. Жидкой воды там нет из-за высокой темп-ры, а количество водяного пара в атмосфере эквивалентно слою жидкости толщиной $\approx 1 \text{ см}$.

Твердые оболочки Π находятся в состоянии гидростатич. равновесия, поскольку предел текучести горных пород соответствует весу столба пород вы-

сотой ≈ 10 км (для Земли). Поэтому форма твёрдых оболочек П., имеющих значительно большую толщину, почти сферическая. Из-за различия гравитац. сил различна макс. высота гор на П. (напр., на Земле ок. 10 км, а на Марсе, где гравитац. поле слабее земного, ок. 25 км). Форма небольших спутников планет и астероидов может заметно отличаться от сферической.

Характеристики твёрдых оболочек П. относительно хорошо известны лишь у Земли (по данным о прохождении через недр сейсмических волн, возникающих при землетрясениях). Модели внутр. строения др. П. земной группы строятся гл. обр. на основании данных о св-вах вещества земных недр. Как и у Земли, в твердых оболочках П. выделяют кору — самую внешнюю тонкую (10—100 км) твёрдую оболочку, мантию — твёрдую и толстую (1000—3000 км) оболочку, расположенную под корой, и ядро. У Земли ядро подразделяется на в н е ш н е е (жидкое) и в н у т р е н н е е (твёрдое). Жидкое ядро, вероятно, есть также у Меркурия и Венеры, у Марса его, по-видимому, нет. Ядро — наиболее плотная часть планетных недр ($12,5 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ в центре Земли), кора наименее плотная (для Земли $2,8 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$), плотность мантии промежуточная. Мантия Земли делится на верхнюю (толщина 850—900 км) и нижнюю (ок. 2000 км), в к-рой темп-ра близка к точке плавления. Темп-ра в центре Земли оценивается в 4000—5000°K.

Наиболее обильные элементы в «твёрдом» теле Земли — Fe (34,6%), O (29,5%), Si (15,2%) и Mg (12,7%). Наиболее распространённые соединения в коре — SiO_2 и Al_2O_3 . Ядро, по-видимому, состоит из железа. Т. о., по элементному составу П. земной группы резко отличаются от Солнца и совершенно не соответствуют ср. космич. *распространенности элементов* (очень мало водорода, а также инертных газов, включая гелий).

П.-гиганты обладают иным хим. составом, Юпитер и Сатурн содержат водород и гелий в той же пропорции, что и Солнце. Вероятно, др. элементы также содержатся в пропорциях, соответствующих солнечному составу. В недрах Урана и Нептуна тяжёлых элементов, по-видимому, больше.

Недра Юпитера находятся в жидком состоянии, за исключением небольшого

каменного ядра. Жидкий водород на глубине $\sim 25\,000$ км, по-видимому, металлизирован. Выше этой границы расположена зона молекулярного водорода, ниже — металлического. Темп-ра в центре Юпитера $\approx 30\,000$ К. Сатурн по внутр. строению похож на Юпитер. Строение недр Урана и Нептуна иное: доля каменных материалов в них существенно больше. Тепловая энергия, выделяющаяся из недр Юпитера и Сатурна, возможно, была аккумулирована ещё в эпоху их формирования.

Луна по составу и внутр. строению похожа на П. земной группы. Тяжелое ядро у неё, видимо, отсутствует. Четыре крупных спутника Юпитера (см. *Галилеевы спутники*) по характеру внутр. строения неодинаковы. Ганимед и Каллисто имеют большие каменные ядра, толстые водные мантии (жидкие либо твёрдые) и ледяную кору. Европа водной мантии не имеет, но у нее есть ледяная кора. На Ио льда нет, недра этого спутника каменные, они частично расплавлены, о чем свидетельствуют активные вулканич. явления. Спутник Сатурна Титан — единственный среди спутников, имеющий плотную атмосферу (давление у поверхности ок. 1,5 атм, состоит она в основном из азота). По внутр. строению он, вероятно, схож с Ганимедом и Каллисто. Большинство др. спутников Сатурна скорее всего целиком состоят из льда H_2O .

Процессы в недрах планет земной группы. Дифференциация. Оsn. источниками энергии в недрах П. явл. радиоактивный распад элементов и гравитац. дифференциация. Второй процесс представляет собою постепенное перераспределение вещества по глубине в соответствии с плотностью — тяжёлые фрагменты тонут, лёгкие всплывают. Такое перераспределение на Земле ещё далеко не завершилось. Внутри Земли происходят перемещения, к-рые сопровождаются фазовыми переходами, изменениями хим. состава и т. д. Эти эндогенные (внутренние, глубинные) процессы влияют на земную кору, вызывая перемещения отдельных её участков, деформацию, горообразование. Такого рода явления наз. *тектоническими*. Им родственны *вулканические* процессы. Они связаны с тем, что в верхней мантии существуют небольшие области, где темп-ра достаточна

для плавления её вещества. Расплавленное вещество (магма), выдавливающееся вверх, прорывается через кору и происходит вулканич. извержение. Существенно, что при этом из недр выбрасываются также газы — водяной пар, углекислый газ и др. Судя по характеру поверхности среди П. земной группы тектонически наиболее активна Земля, за ней следуют Венера и Марс.

4. Поверхности планет и их спутников

Эндогенные и экзогенные процессы. Две группы процессов формируют поверхности П. и их спутников — эндогенные (внутренние) и экзогенные (внешние). Осн. эндогенные процессы уже упоминались — это тектонические и вулканические. Один из важнейших экзогенных процессов — переработка поверхности в результате падений метеоритных тел, образующих характерные кратеры и измельчающих материал поверхности. К экзогенным процессам относятся также механич. эрозия под действием ветра, осадков, воды, ледников, химическое взаимодействие поверхности с атмосферой и гидросферой. На Земле к перечисленным факторам добавляется воздействие биосферы. Строение поверхности определяется тем, какие процессы главенствуют в различные периоды времени. В Солнечной системе эндогенные процессы наиболее активны сейчас на Земле и на Ио (спутнике Юпитера), поэтому на этих телах мало следов метеоритной эрозии. По-видимому, только на Земле хорошо выражена т. н. тектоника плит — перемещение крупных блоков земной коры. Более тонкая океаническая кора «вклинивается» под толстые континентальные блоки, и в соответствующих областях (зонах поддвигания) образуются цепи вулканов, здесь наиболее часты и сильные землетрясения.

На Земле большой вклад в формирование поверхности вносят атмосферная, водная и ледниковая эрозии. Признаки действия экзогенных процессов этого типа имеются на Марсе, но они выражены много слабее, также как и тектонич. активность. На поверхности всех тел, лишенных плотной атмосферы и обладающих относительно слабой тектонич. активностью, наиболее важный процесс — метеоритная бомбардировка.

Типичные формы рельефа. 1) Континентальные блоки и океанические впадины

имеются на Земле, Марсе и Венере. Лишь на Земле они заполнены водой. Это наиболее крупномасштабные элементы рельефа. Ср. перепад высот между континентами и океанич. впадинами ≈ 5 км.

2) Горные цепи хорошо выражены только на Земле. Это складки тектонич. происхождения.

3) Вулканы имеются на Земле, Марсе (рис. 4), Венере, Ио. Из них действующие

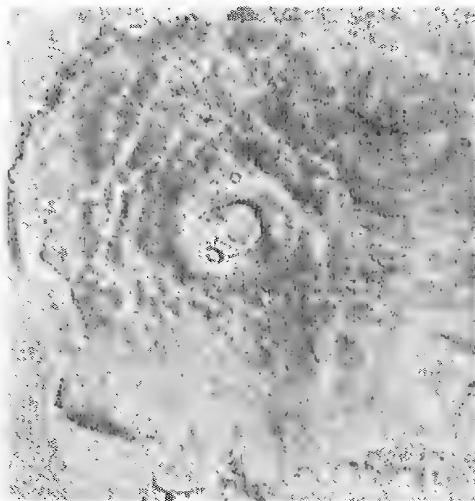


Рис. 4. Гигантская вулканическая гора Olympus Mons на Марсе. Ее высота над окружающей равниной около 25 км, диаметр в основании около 600 км. Композиция по фотографии с борта КА «Маринер-9» (США, 1972).

щие — только на Земле и Ио. Видимо, Ио — наиболее активное в отношении вулканизма тело в составе Солнечной системы. Были предложены две гипотезы о возможных источниках энергии, обеспечивающих вулканизм на Ио: а) мощные приливы, обусловленные гравитац. полем Юпитера; б) электрич. токи, возникающие при движении Ио в магн. поле Юпитера (см. *Галилеевы спутники, Магнитосферы планет*).

4) Долины тектонич. происхождения («разломы») имеются на Земле, Венере и Марсе.

5) Метеоритные кратеры — наиболее распространенная форма рельефа на поверхности Меркурия (рис. 5, внизу), Луны, спутников Марса — Фобоса и Деймоса, спутников Юпитера — Ганимеда, Каллисто (рис. 5, вверху), Европы, спутников Сатурна — Дионы,

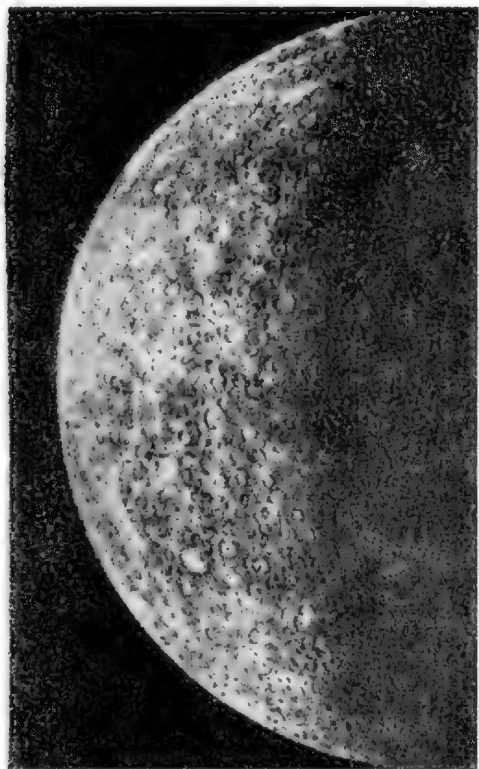
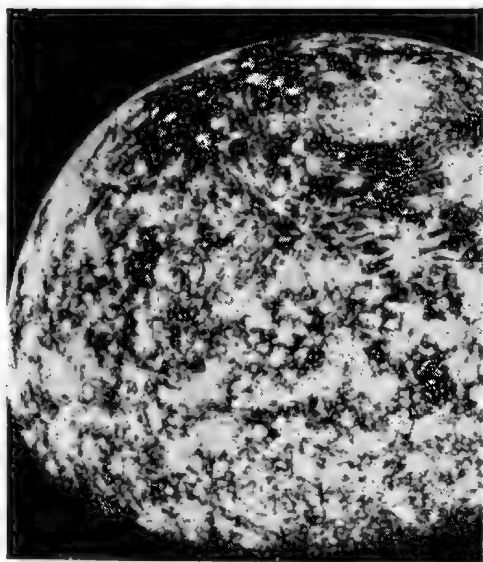


Рис. 5. Метеоритные кратеры на поверхности Меркурия (внизу) и Каллисто (вверху) — одного из спутников Юпитера. Композиция по фотографиям с борта КА «Маринер-10» (США, 1973) и «Вояджер-1» (США, 1979)

Мимаса, Тефии, Реи и, вероятно, почти всех тел Солнечной системы, имеющих достаточно разреженную атмосферу и твердую поверхность. Размеры кратеров — от долей м до десятков и сотен км. Метеоритные кратеры имеются в большом количестве на поверхности Марса. При помощи радиолокационных методов они обнаружены на Венере (см. *Радиолокационная астрономия*). На Земле настоящих метеоритных кратеров обнаружено очень мало, однако имеются кольцевые геологические структуры («астроблемы») — слабо выраженные следы древних метеоритных кратеров. Дело в том, что метеоритная бомбардировка формировала наблюдаемые в настоящее время на других телах многочисленные кратеры в течение примерно 4 млрд лет. На поверхности тел, лишенных атмосферы и внутренней активности, они сохранились, на Земле были в большинстве своем стерты.

6) Бассейны — приблизительно круглые низменности, заполненные застывшей лавой. Они имеют диаметр от нескольких сот до 1000 км. Наиболее четко бассейны выражены на Луне, но имеются также на Марсе и Меркурии. Они образовались в результате падения крупных планетезималей (планетных зародышей, астероидальных тел) ок. 4 млрд лет назад. При таких падениях кора растрескивалась, гигантские кратеры заполнялись лавой. Лунные моря являлись типичным примером бассейнов.

7) Образования, связанные с водной, ледниковой эрозией, с переносом пылевого вещества ветром, наблюдаются кроме Земли только еще на одной планете — Марсе. На Марсе обнаружены извилистые долины (рис. 6), вероятно, русла древних рек, свидетельствующие о том, что несколько млрд лет назад Марс имел более плотную атмосферу и гидросферу (в настоящее время там атмосферное давление такое низкое, что вода не может существовать на поверхности в жидкой фазе).

На Марсе имеются области с хаотическим рельефом, испещренные провалами, сформировавшимися, вероятно, в результате сублимации грунтового льда. Сложными образованиями являются полярные шапки Марса. В них можно выделить сезонную и постоянную части. Сезонная часть представляет собой конденсат CO_2 с небольшой примесью H_2O , который выпадает осенью, а весной сублимирует и «перекачивается» в про-

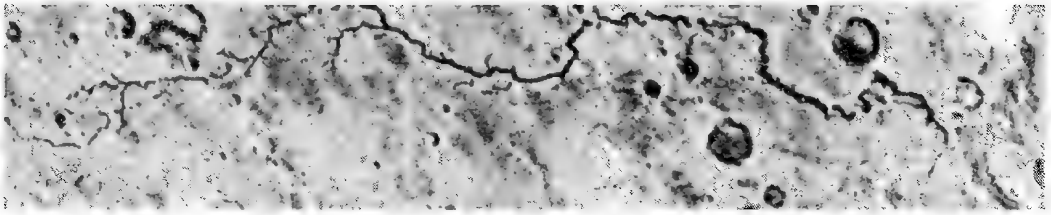


Рис 6 Извилистая долина Nirgal Vallis. Вероятно это сухое русло реки, которая текла на Марсе несколько миллиардов лет назад. Снимок с орбитального аппарата «Викинг 2» (США, 1976)

тивополюжное полушарие Постоянная часть полярной шапки состоит из льда H_2O Для полярных областей Марса типичны отложения из большого количества ледяных слоев, перемежающихся уплотнившимся пылевым материалом

По механич структуре поверхностные слои грунта Марса, Меркурия, Луны, Фобоса, Деймоса представляют собой

перерабатывает CO_2 в O_2 Наиболее резко от земной атмосферы отличаются атмосферы Юпитера и др. П - гигантов, к рые состоят гл обр из водорода и гелия Из спутников П только Титан имеет плотную атмосферу (ее осн составляющая — азот)

Вертикальная структура атмосферы определяется полем тяготения П, темп-рой атмосферы и ее хим составом.

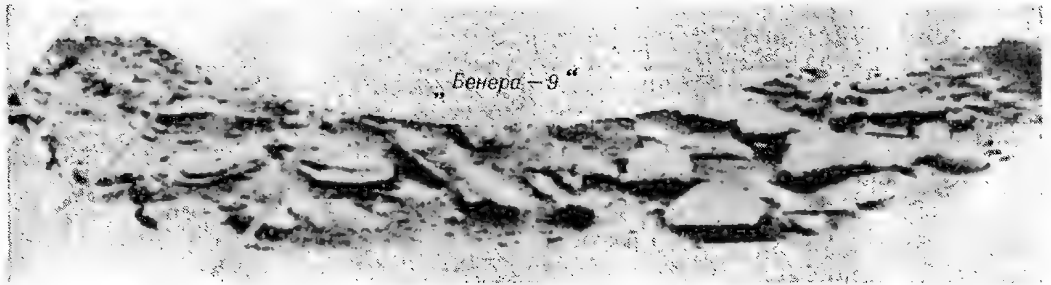


Рис 7 Панорама поверхности Венеры, принятая с борта спускаемого аппарата «Венера-9» (СССР, 1975).

раздробленное вещество, т н реголит. Такая структура явл результатом эрозийных процессов Частицы реголита имеют различные размеры от долей миллиметра до микрометра На поверхности П земной группы имеются и каменные глыбы метровых размеров (рис 7)

5. Атмосферы планет

Химический состав В табл 2 представлены данные о хим составе атмосфер Венеры Земли, Марса и Юпитера На Венере и Марсе осн компонентами атмосферы явл CO_2 и N_2 , на Земле O_2 и N_2 Причины этого различия следующие 1) на Земле имеет-ся много жидкой воды, к-рая растворяет CO_2 и переводит его в осадочные породы, 2) растительный покров Земли

Давление в атмосфере убывает в e раз при изменении высоты на величину

$$H = RT/\mu g, \quad (4)$$

где μ — молекулярная масса газа, g — ускорение силы тяжести (см *Барометрическая формула*) Величина H наз. шкалой высоты или высотой однородной атмосферы Она явл функцией геометр-ч высоты h , т к T , μ , g зависят от h

Процессы конвекции и турбулентность приводят к перемешиванию газов атмосферы, ф ла (4) при этом остается применимой, но μ в этом случае равно среднему для всех газов значению молекулярной массы Перемешивание газов ведет к установлению для них единой шкалы высот Препятствует этому диффузия, к-рая стремится установить свою шкалу высот для каждого газа.

Табл. 2. — Химический состав атмосфер Венеры, Земли, Марса и Юпитера

Газ	Объемное содержание, %			
	Венера	Земля	Марс	Юпитер
Водород H_2	$<10^{-3}$	$<5 \cdot 10^{-5}$	—	86
Кислород O_2	$<10^{-3}$	21	0,1	—
Озон O_3	(?)	$10^{-6}-10^{-5}$	10^{-3}	—
Азот N_2	3,5	78,1	2,5	—
Сера S_2	$\approx 2 \cdot 10^{-5}$	нет	нет	—
Двуокись углерода CO_2	96,5	$3 \cdot 10^{-2}$	95	—
Водяной пар H_2O	$\approx 0,2$	$\approx 0,1$	0—0,2	*
Окись углерода CO	$3 \cdot 10^{-3}$	10^{-4}	0,08	—
Метан CH_4	$<10^{-4}$	$1,8 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{-4}$	0,04
Аммиак NH_3	$<2 \cdot 10^{-4}$	$<10^{-5}$	$<10^{-5}$	0,06
Двуокись серы SO_2	$1,5 \cdot 10^{-2}$	10^{-4}	$<10^{-6}$	—
Хлористый водород HCl	$4 \cdot 10^{-5}$	$<10^{-5}$	$<10^{-5}$	—
Фтористый водород HF	$5 \cdot 10^{-7}$	$<10^{-7}$	$<10^{-7}$	—
Ацетилен C_2H_2	$<10^{-6}$	$<10^{-5}$	$<5 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-6}$
Этан C_2H_6	$<10^{-6}$	$<10^{-5}$	$<4 \cdot 10^{-4}$	10^{-4}
Фосфин PH_3	—	$<10^{-5}$	—	*
Инертные газы:				
He	10^{-2}	$5 \cdot 10^{-4}$	—	14
Ne	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$	—	—
Ar	$1,5 \cdot 10^{-2}$	0,9	1,5	—
Kr	$6,3 \cdot 10^{-6}$	$1,1 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-5}$	—
Xe	—	$8,7 \cdot 10^{-6}$	$8 \cdot 10^{-6}$	—
Средняя молекулярная масса	43,5	28,8	43,5	2,3

* Имеется качественное отождествление.

Скорость диффузии обратно пропорциональна числу молекул газа в ед. объема (численной концентрации). В планетных атмосферах диффузия начинает преобладать над перемешиванием при концентрациях $n \leq 10^{12}-10^{13} \text{ см}^{-3}$ (в земной атмосфере это соответствует высоте 100—120 км). Этот уровень наз. гомопаузой. Часть атмосферы ниже гомопаузы наз. гомосферой (область перемешивания), выше — гетеросферой (область диффузионного разделения). Наличие гетеросферы приводит к тому, что гелий и водород становятся осн. компонентами на высоте неск. сот километров даже в атмосферах П. земной группы. Поэтому их самой внеш. частью явл. водородные короны. Благодаря малой молекулярной массе ($\mu = 1$) атомарного водорода, образуемая им корона простирается на многие тысячи км над Землей. Газы внеш. слоев атмосферы способны из неё улетучиваться. Этот процесс наз. *диссипацией атмосферы*. В результате диссипации из атмосфер П. земной группы эффективно удаляется водород и гелий. В атмосферах П.-гигантов эти газы удерживаются благодаря сильно-му полю тяготения.

Температура атмосферы определяется её тепловым балансом. Самая нижняя часть атмосферы полностью или час-

тично непрозрачна для теплового излучения поверхности П. и самой атмосферы. Солнечное излучение в видимом диапазоне обычно проникает достаточно глубоко, нагревает поверхность П. и нижние слои атмосферы, а поток собственного планетарного теплового излучения (балансирующий тепловой поток от Солнца) уходит вверх. Поэтому темп-ра в нижних слоях атмосферы уменьшается снизу вверх. Нижняя часть атмосферы с большим по абс. величине градиентом темп-ры наз. тропосферой. Падение темп-ры прекращается на уровне, выше к-рого атмосфера становится прозрачной для теплового излучения. Этот уровень наз. тропопаузой. Над тропопаузой расположена мезосфера, или стратомезосфера, — область, где темп-ра приблизительно постоянна. Исключение составляет Земля, в атмосфере к-рой существует температурный пик (мезопик), разделяющий стратосферу и мезосферу. Мезопик обусловлен поглощением солнечной радиации озоном ($2000 \text{ \AA} < \lambda < 3000 \text{ \AA}$).

Коротковолновое ($\lambda < 1300 \text{ \AA}$) УФ-излучение Солнца поглощается в высоких слоях атмосферы (примерно соответствующих по высоте гетеросфере). Поток излучения, приходящийся на эту

область спектра, мал, но мала и плотность газа на рассматриваемых высотах, так что результирующий температурный эффект оказывается большим. Образуется горячая область верхней атмосферы — **термосфера**. В отводе теплоты участвуют молекулярная теплопроводность (вниз), турбулентная теплопроводность (вниз), излучение молекул в ИК-диапазоне (вверх). На Земле эффективны только первые два процесса, на Венере и Марсе существенную роль играет и третий (благодаря молекулам CO_2 , к-рые явл. хорошими излучателями). Поэтому термосфера Земли более горячая (рис. 8), чем Венеры и Марса.

Поглощение УФ-излучения Солнца приводит к **диссоциации** молекул, а также **ионизации** молекул и атомов. Поэтому в верхней атмосфере появляются атомы и более простые молекулы — продукты диссоциации молекул, имеющих в нижней атмосфере. В результа-

ция приводит к образованию атомных и молекулярных ионов и свободных электронов. Поэтому планетная термосфера явл. одновременно и **ионосферой**.

Солнечный ветер, набегая на П., тормозится либо её собственным магн. полем (Земля, Меркурий, Юпитер, Сатурн), либо наведённым в результате взаимодействия с ионосферой. Собственное или наведённое магн. поле создаёт **магнитосферу планеты**.

Общая циркуляция атмосферы. Полярные области П. получают меньше теплоты, чем экваториальные. Сглаживание темп-р между экваториальной и полярной областями происходит в результате атмосферной циркуляции. Атмосферные массы на экваторе нагреваются, поднимаются вверх, уходят в сторону полюсов и замещаются более холодными массами, приходящими из области высоких широт. Кориолисовы силы отклоняют поток от меридионального направления.

Если нагрев на экваторе слабый, направление потока имеет вид, показанный на рис. 9, слева. Такой режим наз. **симметричным**. Если нагрев на экваторе и охлаждение на полюсах увеличиваются, то перенос теплоты возрастает. Симметричная циркуляция в состоянии переносить лишь относительно небольшой тепловой поток. При достаточно сильном нагреве и быстром вращении сим-

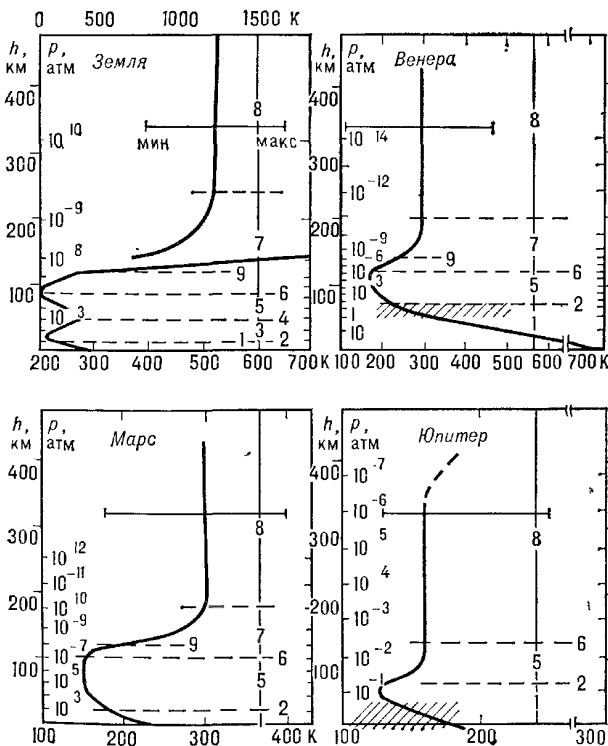


Рис. 8. Вертикальное строение атмосфер Земли, Венеры, Марса и Юпитера. По оси абсцисс — температура T , по оси ординат — высота h и давление p . Пунктиром показаны характерные уровни и слои атмосферы: 1 — тропосфера, 2 — тропопауза, 3 — стратосфера, 4 — мезопик (присутствует только в земной атмосфере), 5 — мезосфера, 6 — мезопауза, 7 — термосфера, 8 — термопауза, 9 — гомопауза. У Юпитера твёрдой (или жидкой) поверхности нет и за нулевой уровень принимается условно высота, на которой давление равно 1 атм. Штриховкой показаны облака в атмосферах Венеры и Юпитера. Для Земли шкала абсцисс сверху относится к верхней части кривой $T(h)$, снизу — к нижней части кривой.

те этого процесса в атмосферах Марса и Венеры (как и в земной атмосфере) на высотах 120—200 км осн. компонентом явл. атомарный кислород. Иониза-

метричный режим циркуляции заменяется более мощным — **волновым** (рис. 9, справа). Элементы обоих типов циркуляции могут сочетаться в пре-

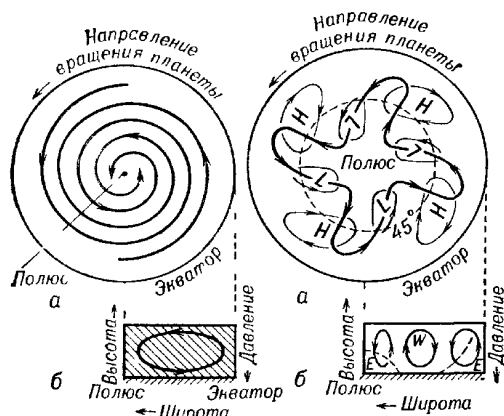


Рис. 9. Два режима общей циркуляции атмосферы планеты. Слева — симметричный режим общей циркуляции: а — линия тока в высоких слоях, б — поперечный разрез, показывающий меридиональную проекцию общей циркуляции. Справа — волновой режим общей циркуляции: а — линия тока на среднем и нижнем уровнях (жирная кривая) и вблизи поверхности (тонкая кривая), L — область низкого давления, H — область высокого давления; б — поперечный разрез зонально-умеренной меридиональной циркуляции и усреднённый зональный ветер (W — западный, E — восточный).

делах одной атмосферы, но один из них обычно преобладает. На Земле преобладает волновой режим циркуляции, на Венере доминирует, вероятно, симметричный. Сложная картина общей циркуляции на Юпитере. Полосатая структура и характер движения многих атмосферных деталей свидетельствуют о симметричном режиме. Однако в то же время имеются и мощные волновые процессы, к числу к-рых принадлежат циклоны. Большое красное пятно (рис. 10) явл., вероятно, самым большим циклоном в атмосферах П. Солнечной системы (размер $\approx 40\,000\text{ км} \times 13\,000\text{ км}$).

Аэрозоль (частицы) в атмосферах. Имеется неск. типов аэрозольных частиц: твёрдые пылинки, поднятые с твёрдой поверхности П.; жидкие либо твердые частицы, возникшие в результате конденсации атмосферных газов; метеорная пыль. Последняя может быть существенна в основном в качестве ядер конденсации. Пыль, поднятая с поверхности в больших количествах, иногда на неск. мес делает непрозрачной атмосферу Марса (явление глобальных пылевых бурь). Облака в атмосферах Земли, Венеры, П.-гигантов явл. конденсационными. На Земле облака со-

стоят из частиц жидкой воды или льда, на Юпитере верхний слой облаков состоит из кристаллов NH_3 (по-видимому, ниже имеются также облака из H_2O), на Сатурне — из NH_3 и, возможно, CH_4 . Полностью ещё не раскрыт состав облаков Венеры. Там имеется неск. фракций разных размеров, одна из них состоит, вероятно, из водного раствора H_2SO_4 , состав других неизвестен.

Происхождение и эволюция атмосфер достаточно ясны в случае Юпитера и Сатурна (атмосферы образовались вместе с П. и в дальнейшем не изменялись), для П. земной группы эти проблемы до конца не решены. Имеется неск. моделей возникновения атмосфер: постепенная дегазация П. (выделение газов в результате вулканич. процессов происходит приблизительно равномерно в течение всего времени жизни П.), катастрофич. дегазация (в период первоначальной аккреции или вскоре после неё), захват газов непосредственно из протопланетной туманности. Не исключе-

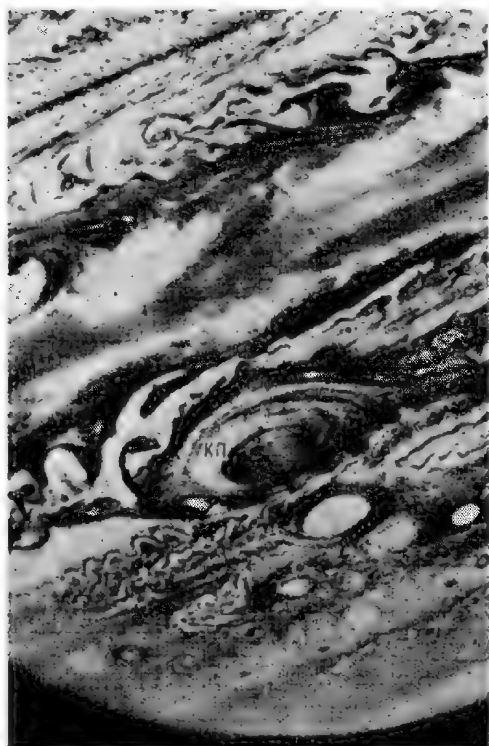


Рис. 10. Большое красное пятно (КП) Юпитера и окрестности пятна («Вояджер-1», 1979).

но, что все три процесса внесли существенный вклад в образование атмосферы, причём распределение ролей различно для разных газов и П. Напр., есть предположение, что нерадиоогенные (не являющиеся продуктами радиоактивного распада) изотопы инертных газов на Венере в основном были захвачены прямо из протопланетной туманности, в то время как химически активные газы (CO_2 , N_2) были ею получены в составе твёрдых частиц (адсорбированными). Для Земли прямой захват газов из протопланетной туманности сыграл меньшую роль, а для Марса — ещё меньшую.

6. Климат

На поверхности П. (или спутника), лишённой атмосферы, темп-ра T_s определяется ур-нием локального теплового баланса. Для дневной стороны П. оно имеет вид:

$$\alpha \sigma T_s^4 = (1 - A) E \cos \vartheta + F, \quad (5)$$

где A — локальное альбедо, ϑ — зенитное расстояние Солнца, α — коэфф. излучения, F — тепловой поток, обусловленный теплопроводностью (внутр. тепловой поток считается пренебрежимо малым). Для ночной стороны П. в ур-нии (5) член $(1 - A) E \cos \vartheta$ равен нулю: поверхность П. излучает теплоту, запасённую в грунте в течение дня. Атмосфера Марса достаточно разрежена, чтобы ур-ние (5) можно было применять и к этой планете. Теплопроводность планетных грунтов достаточно низка, поэтому на Меркурии, Луне, Марсе имеют место сильные суточные изменения темп-ры. В полдень на экваторе темп-ры на этих телах составляют соответственно ок. 700, 400, 280 К (ночью темп-ры снижаются до 100, 120, 200 К). Темп-ра на поверхности Марса не опускается ниже 147 К — точки конденсации CO_2 .

Достаточно плотная атмосфера существенно влияет на климат П.: а) парниковый эффект увеличивает темп-ру поверхности, б) теплоёмкость атмосферы сглаживает суточные температурные

колебания, в) общая циркуляция атмосферы сглаживает разность темп-р между экватором и полюсом. Напр., на Венере парниковый эффект поднял темп-ру её поверхности до 735 К (шир $T_s \approx 230\text{K}$), суточные и широтные вариации $\Delta T_s < 1\text{K}$ из-за огромной массы атмосферы.

Сезонные вариации темп-ры возникают при достаточно большом наклонении экватора к плоскости орбиты. Они весьма заметны на Земле и Марсе и практически отсутствуют на Венере и Юпитере.

Устойчивость и вековые изменения климата. Климатические характеристики П. зависят от многих факторов, включая астрономические (поток солнечной энергии, орбита, наклонение экватора к эклиптике) и планетофизические (состав атмосферы, альбедо облаков и поверхности). Даже небольшие изменения этих факторов могут резко повлиять на климат. Так, увеличение концентрации паров воды в атмосфере может привести к увеличению темп-ры, оно в свою очередь усилит испарение воды и т. д. Существует гипотеза, что подобное случилось на Венере. Вся вода перешла в атмосферу, диссоциировала, водород улетучился в межпланетное пространство, кислород был химически связан с породами. На Земле такого рода катастрофа, по-видимому, невозможна, т. к. у неё нет сплошного облачного покрова. Если увеличивается поступление воды в атмосферу, доля поверхности, скрытая облаками, и ср. альбедо A возрастают. Это приводит к падению темп-ры, т. е. происходит саморегуляция темп-ры. Однако стабилизация темп-ры не явл. достаточно надёжной по отношению к её понижению. Небольшие изменения её вследствие вариаций наклона экватора явл. наиболее вероятной причиной ледниковых периодов, многократно имевших место на нашей планете.

Лит.: Гуди Р., Уолкер Дж., Атмосферы, пер. с англ., М., 1975, Солнечная система, пер. с англ., М., 1978; Мороз В. И., Физика планеты Марс, М., 1978; Юпитер, пер. с англ., т. 1—3, М., 1978—79; Жарков В. Н., Внутреннее строение Земли и планет, 2 изд., М., 1983. В. И. Мороз.

ГАЛАКТИКА

Содержание:

1. Введение	62
2. Подсистемы и населения Галактики	64
3. Спиральная структура	70
4. Центральная область Галактики	73

1. Введение

Галактика — это гигантская звёздная система, состоящая приблизительно из 200 млрд. звёзд (в их число входит и наше Солнце). В ней также содержится значит. количество газа и пыли; Г. пронизана магн. полями, заполнена частицами высоких энергий — *космическими лучами*.

Звёзды Г. образуют в пространстве сложную, но достаточно правильную фигуру, к-рая выглядит как плоский диск с шарообразным утолщением в центре (иногда его наз. балдж, от англ. *bulge* — выпуклость). Поперечник диска составляет ок. 30 кпк, балджа — ок. 4 кпк. Диск с балджем окружён звёздным гало (сферич. подсистемой) протяжённостью ок. 20 кпк по радиусу. От центральной области к периферии диска отходят спиральные рукава, в к-рых преимущественно концентрируются наиболее яркие звёзды Г. В соответствии с этой особенностью структуры Г. относят к широко распространённому классу спиральных галактик (к типу Sb или Sc по классификации Хаббла, см. *Галактики*). Рис. 1 и 2 дают представление о таких системах.

Солнечная система находится в Г. далеко (~ 10 кпк) от её центра, ближе к краю диска, и лежит почти в плоскости его симметрии. Земной наблюдатель видит диск «с ребра», и огромное количество удалённых звёзд сливается для наблюдателя в одну светящуюся полосу, к-рая образует на ночном небе Млечный Путь (см. рис. 1 в ст. *Звёзды*). Отсюда и название «галактика»: по-гречески *galactikós* — молочный, млечный.

Масса Г. в пределах сферич. объёма радиусом ≈ 15 кпк примерно равна $1,5 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ ($M_{\odot} \approx 2 \cdot 10^{33}$ г). Предполагают, что большая часть массы Г. [по-видимому, $(7-10) \cdot 10^{11} M_{\odot}$] находится в т. н. короне, к-рая представляет собой протяжённую сфероидальную область за пределами гало. В неё входят, возможно, чрезвычайно слабые звёзды (рис. 2,верху). Пространственная кон-

центрация звёзд (звёздная плотность) в галактич. окрестности Солнца соответствует примерно 1 звезде в 10 пк³. В центре Г. (в области с диаметром ~ 1 пк) плотность в 10 млн. раз выше ($\sim 10^6$ звёзд в 1 пк³).

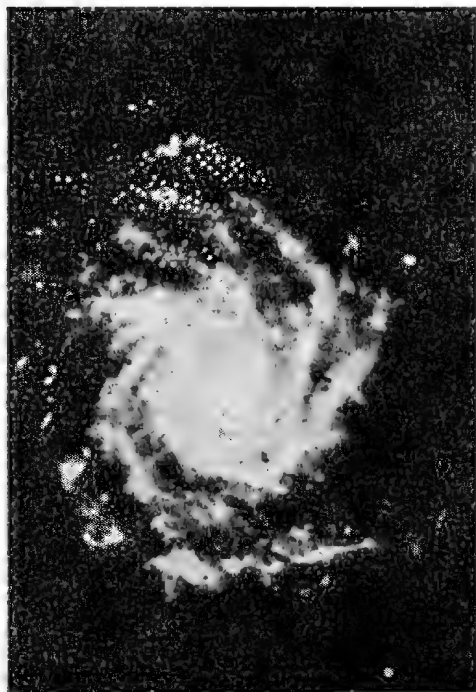


Рис. 1. Спиральная галактика NGC 1232, на к-рую, по-видимому, похожа наша Галактика. На фотографию NGC 1232 наложена картина распределения молодых объектов в нашей Галактике вблизи Солнца (светлые точки), входящих в спиральные рукава Галактики. При выбранном масштабе точки хорошо ложатся на спиральные ветви NGC 1232.

Звёздный состав Г. весьма разнообразен. Отдельные группы звёзд сильно отличаются друг от друга возрастом, хим. составом, характером орбит и скоростей, а также пространственным положением в Г. Т. о., в Г. отчётливо выделяются звёздные подсистемы, различающиеся указанными характеристиками.

Диапазон возрастов звёзд очень велик. Самый большой возраст ≈ 15 млрд. лет, и его обычно считают возрастом Г. Старые звёзды образуют гало. Среди молодых есть звёзды с возрастом ~ 100 тыс. лет, но есть и рождающиеся в настоящее время (см. *Звездообразование*). Молодые звёзды встречаются только в диске. Но всё же подавляющее большинство звёзд диска имеет промежуточный возраст, порядка неск. млрд. лет. К ним относится и наше Солнце.

С различиями в возрасте связаны различия в химическом составе. Наиболее старые звёзды содержат на полтора-два порядка меньше тяжёлых элементов (т. е. элементов тяжелее гелия), чем Солнце, а молодые звёзды и межзвёздный газ — соответственно в полтора-два раза больше. Это означает, что хим. состав вещества Г. менялся на протяжении её эволюции. Звёзд же с первичным, «космологическим» хим. составом, т. е. состоящих только из водорода и гелия, до сих пор не обнаружено.

Орбиты старых и молодых звёзд имеют разный характер. Старые звёзды движутся в Г. по сильно вытянутым орбитам (эксцентриситет орбит $e > 0,5$), молодые же вращаются вокруг центра Г. по орбитам, близким к круговым (для большинства из них $e < 0,2-0,3$). Так же движутся газ и пыль. В совокупности молодые звёзды, газ и пыль образуют вращающийся с большой скоростью диск Г., тогда как гало старых звёзд почти не вращается. При этом диск как бы вложен в подсистему старых звёзд. В Г. (за исключением её центра) отдельные звёзды практически не взаимодействуют друг с другом. Характерное время взаимодействия, в результате которого изменяются импульсы и моменты вращения звёзд вокруг центра Г. (время релаксации), $\sim 10^{14}$ лет, т. е. много больше возраста Г. ($\sim 10^{10}$ лет). Поэтому между подсистемами нет обмена моментом вращения и оказывается возможным такое своеобразное состояние, когда диск вращается внутри почти неподвижного гало.

Наконец, звёзды Г. в зависимости от возраста по-разному распределены в пространстве. Старые звёзды заполняют сферич. объём с радиусом ≈ 20 кпк, причём их концентрация быстро растёт к центру. Молодые концентрируются в тонкий диск с толщиной, в десятки раз меньшей его радиуса.

На протяжении десятков лет строение Г. изучалось лишь методами оптич. астрономии. В результате были определены её форма, размеры, масса, оценён возраст, обнаружено её вращение, установлено наличие подсистем с разными типами звёздного населения.

Новый этап в исследовании Г., начавшийся в 50-е гг. 20 в., связан с развитием *радиоастрономии*. Исследования радиоизлучения галактич. объектов (особенно на частоте *радиолинии* водо-

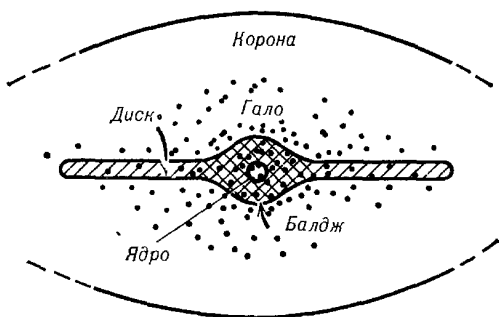
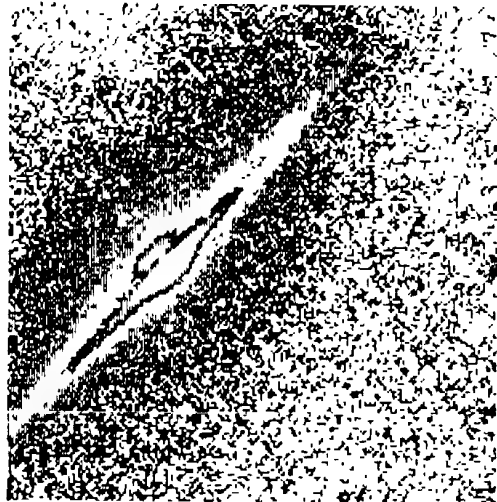


Рис. 2. Вверху — фотография галактики NGC 4565 в ИК-лучах, позволявшая обнаружить гигантскую оболочку (корону), состоящую, по-видимому, из слабых красных звёзд (она видна как тёмная эллиптическая область вокруг светлой полосы диска). На обычных фотографиях NGC 4565 виден только этот диск. Внизу — схема строения Галактики (вид «с ребра»).

рода 21 см) позволило обнаружить большое количество межзвёздного газа, его спиральное пространственное распределение.

В результате развития радиоастрономии Г. для нас стала как бы прозрачной: распространению радиоволн совершенно не мешает межзвёздная пыль, сконцентрированная в диске, к-рая надёжно скрывает центр Г. в оптич. диапазоне. Радиометодами в ядре Галактики обнаружены мощные источники радиоизлучения, а в самом центре, внутри радиоисточника Стрелец А,— загадочный объект с размерами не более 10 а. е., генерирующий сильное нетепловое радиоизлучение (см. *Галактический центр*).

Наконец, после освоения астрономией ИК-, УФ-, рентг. и гамма-диапазонов, она стала окончательно всеволновой. С этим связан новый качественный скачок в исследовании Г. За короткое время в Г. были обнаружены многочисленные источники ИК-, рентг. и гамма-излучения, стало известным существование диффузного галактич. фона гамма-лучей.

При исследовании структуры Г. пользуются обычно галактической системой координат. Система эта — сферическая, положения объектов в ней задаются их координатами — галактич. долготой l и галактич. широтой b . Долгота отсчитывается против часовой стрелки от направления на центр Г., широта от галактич. плоскости. Северный полюс этой системы координат находится в созвездии Волосы Вероники, южный — в созвездии Скульптор, центр — Солнечная система (см. *Координаты астрономические*).

2. Подсистемы и населения Галактики

В Г. существуют две резко выделяющиеся по своей геометрии и кинематике подсистемы — диск и гало. В каждой из этих подсистем различают неск. населений — однотипных объектов, имеющих близкий возраст, хим. состав и физ. характеристики. В пространстве каждое население занимает определённый объём — почти сферический в случае самых старых звёзд и уплощающийся с уменьшением возраста объектов. В связи с этим каждое население можно охарактеризовать значением $\langle z \rangle$ — ср. полутолщиной занимаемого объёма в перпендикулярном к плоскости Г. направлении (табл. 1).

Наряду с диском и гало выделяют ещё к о р о н у Г., природа населения к-рой не установлена. Отдельно рассматри-

Табл. 1. — Средняя полутолщина $\langle z \rangle$ различных типов населения Галактики

	$\langle z \rangle$, кпк
Населения диска	
ОВ-звёзды	0,05
Облака молекулярного водорода (H_2)	0,06
Цефеиды	0,07
Рассеянные скопления звёзд классов В — F	0,08
А0-звёзды	0,12
Нейтральный водород ($H I$)	0,12
Пульсары	0,16—0,38
Зоны H II	0,25
F — G-звёзды	0,26
K — M-звёзды	0,4
Планетарные туманности и новые звёзды	0,4
Населения гало	
Переменные звёзды типа RR	
Лиры с периодом $P < 0,43^a$	0,9
Переменные звёзды типа RR	
Лиры с $P > 0,43^a$	3
Субкарлики	3
Шаровые скопления	2—10

вают также центральную область Г.— балдж и находящиеся в нём ядро Г.

К населению диска относится большая часть наблюдаемых объектов Г.: звёзды главной последовательности с нормальным (близким к солнечному) содержанием тяжёлых элементов, большая часть звёзд-гигантов, *белые карлики*, *планетарные туманности* и др. Более молодое население диска, часто связанное со спиральными ветвями Г., выделяют в плоскую подсистему. Это ОВ-звёзды и их ассоциации, межзвёздные газ и пыль, сверхгиганты и долгопериодич. цефеиды, зоны ионизованного водорода HII, пульсары, многие галактич. источники гамма- и рентг. излучения.

Население гало включает *шаровые звёздные скопления* (в к-рых также есть источники рентгеновского излучения), субкарлики, переменные звёзды типа RR Лиры с дефицитом тяжёлых элементов.

Возраст галактических подсистем. Сравнение зависимостей цвет — светимость и др. (см. *Герцшпрунга — Рассела диаграмма*) для шаровых и рассеянных звёздных скоплений показало, что возраст рассеянных скоплений составляет менее половины возраста шаровых. Возраст самого старого из известных рассеянных скоплений NGC 188 равен $5 \cdot 10^9$ лет; самому молодому шаровому скоплению $12 \cdot 10^9$ лет. Т. о.,

существует гигантский разрыв (5—10 млрд. лет) между возрастом шаровых и рассеянных скоплений (см. *Возраст небесных тел*).

Скопление NGC 188 — вообще один из самых старых объектов диска. Это видно из рис. 3, где на диаграмме цвет—светимость изображены звёзды-гиганты, не входящие в скопления, и последовательность звёзд-гигантов скопления NGC 188.

Известно, что у звёзд-гигантов с одинаковым хим. составом светимость тем меньше, чем больше их возраст (при фиксированном показателе цвета). Поскольку подавляющее большинство гигантов расположено на диаграмме выше последовательности звёзд NGC 188, а хим. составом они отличаются мало, то это и означает, что большинство звёзд-гигантов диска моложе звёзд скопления NGC 188.

Отсюда следует, что формирование звёзд диска началось фактически спустя 5—10 млрд. лет после того, как завершилось формирование сферич. подсистемы. За это время не вошедший в состав звёзд гало газ успел осесть к пло-

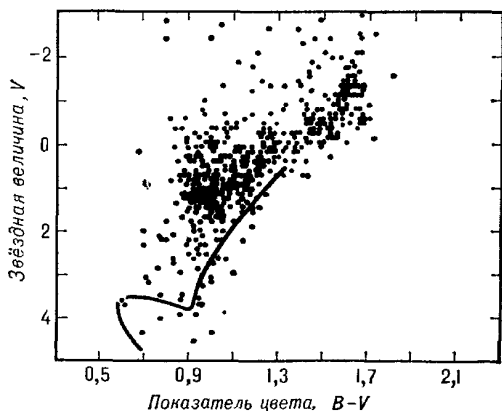


Рис. 3. Диаграмма цвет — светимость для звёзд красных гигантов в окрестности Солнца (точки) и в рассеянном скоплении NGC 188 (сплошная линия). Ветвь гигантов скопления NGC 188 образует нижнюю границу для гигантов галактического поля, откуда следует, что подавляющее большинство звёзд диска Галактики моложе, чем это скопление. Возраст NGC 188 $\approx 5 \cdot 10^9$ лет.

скости Г. и из него стали образовываться звёзды диска. По-видимому, этот разрыв в возрасте подсистем и обусловил чёткое разделение Г. на диск и гало.

Кинематика галактических подсистем. Движение подсистем характеризуется в первую очередь скоростью вращения вокруг галактич. центра $V_R = \Omega R$ (Ω — угловая скорость вращения, R — расстояние от оси вращения Г.) и дисперсией скоростей σ (или дисперсиями σ_U, σ_V и σ_W , где U, V, W — компоненты скорости соответственно вдоль радиуса Г., вдоль направления вращения и вдоль оси вращения). Гало отличается слабым вращением ($V_R = 50$ км на расстоянии $R = 10$ кпк) и большой дисперсией скоростей. У субкарликов величина σ_U достигает 150 км/с и больше, $\sigma_W \approx 100$ км/с.

Для шаровых скоплений известны только скорости в направлении луча зрения. Дисперсия лучевых скоростей меняется в зависимости от расстояния до центра Г.: у далёких скоплений она заметно больше 100 км/с, тогда как для скоплений вблизи центра она меньше 100 км/с.

Скорость галактич. вращения плоской подсистемы на расстоянии $R = 10$ кпк от центра Г. (на таком расстоянии находится Солнце) близка к 250 км/с. Старое население диска вращается на 15—20 км/с медленнее.

Для звёзд главной последовательности между дисперсией скоростей и спектральным классом звёзд существует определённая зависимость: дисперсия минимальна (~ 10 км/с) у звёзд ранних спектр. классов и достигает неск. десятков км/с у звёзд поздних спектр. классов.

Связь между кинематикой и спектр. классом указывает на зависимость кинематики от возраста: более старое население имеет большую дисперсию скоростей, что отражает, по-видимому, различие в начальных условиях формирования звёзд разных возрастов.

Химический состав. Согласно модели горячей Вселенной (см. также *Космология*), первоначальное (дозвёздное) вещество, из которого сформировалась Г., содержало по массе ок. 75% водорода и 25% гелия. Предполагают, что существующие в Г. элементы тяжелее гелия синтезированы в звёздах в ходе их эволюции, а затем при взрывах сверхновых звёзд они были выброшены в межзвёздную среду. Из межзвёздной среды они попадают в звёзды следующих поколений.

Содержание тяжёлых элементов характеризуют их весовой долей Z . Од-

нако из наблюдений чаще всего получают лишь величину

$$[\text{Fe}/\text{H}] = \lg (N_{\text{Fe}}/N_{\text{H}}) - \lg (N_{\text{Fe}}/N_{\text{H}})_{\odot},$$

к-рую наз. металличностью (здесь N_{Fe} и N_{H} — концентрации атомов железа и водорода). Часто можно пользоваться приближённым равенством $[\text{Fe}/\text{H}] = \lg(Z/Z_{\odot})$. Это выражение справедливо при условии, что пропорция металлов и элементов C, N, O, дающих основной вклад в Z , у рассматриваемых звёзд одинакова и совпадает с солнечной.

Для большинства объектов гало значение $[\text{Fe}/\text{H}]$ заключено между $-2,0$ и $-1,0$, т. е. они на один-два порядка беднее металлами, чем Солнце. Металличность большинства звёзд диска попадает в интервал $-0,3 < [\text{Fe}/\text{H}] < +0,2$.

По-видимому, в Г. мало звёзд со значениями $[\text{Fe}/\text{H}]$, близкими к $-1,0$, $-0,5$ и $-0,1$. Поэтому населения Г. разделяют по металличности на четыре группы (табл. 2), к-рые различаются также пространственным распределением и кинематикой. Можно сказать,

Табл. 2. — Некоторые характеристики подсистем гало и диска

		Возраст, 10^9 лет	Ср. по- лутол- щина $\langle z \rangle$, кпк	Метал- личность
Гало	Экстремаль- ная подси- стема . . .	15—18	25	$< -1,0$
	Промежу- точная подсистема	10—12	2	от $-1,0$ до $-0,5$
Диск	Подсистема старого населения	5—8	0,8	от $-0,5$ до $-0,1$
	Плоская подсисте- ма (моло- дое насе- ление) . . .	< 1	0,4	$> -0,1$

что в Г. существует не две, а четыре подсистемы.

Между металличностью звёзд и их кинематикой существует связь: как в диске, так и в гало звёзды с меньшей металличностью имеют бо́льшую дисперсию скоростей. В каждой подсистеме содержание тяжёлых элементов растёт

к центру и к плоскости Г. Радиальный градиент металличности $d[\text{Fe}/\text{H}]/dR \approx -0,05$ пк $^{-1}$. Его происхождение частично связано с тем, что к периферии Г. увеличивается доля старых, следовательно бедных тяжёлыми элементами, звёзд. Радиальный градиент обнаруживается и в межзвёздной среде: по данным о планетарных туманностях и зонах HII, к центру Г. растёт содержание O, C, N и He.

Эволюция Галактики и формирование подсистем. Сопоставление возрастов, кинематики, хим. состава подсистем Г. и их пространственной структуры дало возможность построить картину эволюции Г. Взаимосвязь между указанными характеристиками удалось объяснить в предположении, что Г. сформировалась из протогалактики — медленно вращающегося водородно-гелиевого газового облака, начальные размеры к-рого в десятки раз превосходили совр. размеры Г. Это облако практически свободно сжималось под действием собственной гравитации (коллапсировало), и в процессе сжатия рождались первые звёзды. Характерное время стадии свободного сжатия, когда рождалось население гало, составляет, по совр. оценкам, примерно 1 млрд. лет.

Для дальнейшей эволюции важным оказалось различие в изменении энергии у звёздной и у газовой составляющих Г. Выделяющаяся при сжатии гравитационная энергия переходила в кинетич. энергию движения звёзд и газа. Рост кинетич. энергии звёздной составляющей довольно быстро остановил её сжатие. Поэтому старые звёзды, родившиеся в начале сжатия протогалактики, в значит. степени сохранили сфероидальное распределение в пространстве, характерное для вещества протогалактики, а также начальное распределение момента вращения. Эти звёзды образовали слабовращающееся гало. Газ же терял приобретаемую кинетич. энергию в столкновениях газовых облаков: энергия превращалась в теплоту и уносилась в конце концов в виде излучения. Поэтому газ продолжал свободно сжиматься. Но постепенно в газовой среде нарастали центробежные силы, т. к. вследствие сохранения момента вращения при уменьшении размеров системы увеличивалась её скорость вращения. Когда размеры газовой составляющей уменьшились примерно в десять раз, эти силы уравнове-

силы силу гравитации и остановили сжатие газа в плоскости вращения. Вдоль оси вращения сжатие продолжалось, и в итоге сформировался тонкий газовый диск. Родившиеся в нём звёзды и образовали быстровращающуюся дисковую подсистему.

Параллельно с формированием подсистем идёт обогащение межзвёздной среды тяжёлыми элементами. Звёзды диска образуются из вещества, участвовавшего в термоядерных реакциях в недрах звёзд и обогащённого тяжёлыми элементами. Поэтому звёзды диска в целом богаче тяжёлыми элементами, чем образовавшиеся ранее звёзды гало. По той же причине молодое население диска содержит больше тяжёлых элементов, чем старое.

Ряд данных указывает на то, что в галактиках после формирования гало происходит выделение огромного количества энергии (по-видимому, в результате взрыва большого числа сверхновых звёзд или образования квазара в ядре галактики), приводящего к разогреву газа до $T \sim 10^4 \text{ K}$. В таких условиях звездообразование останавливается на неск. млрд. лет, чем можно объяснить разрыв между возрастами звёзд гало и диска.

Межзвёздная среда. В плоской подсистеме Г. находится большое количество газа и пыли. Так, хорошо видимое раздвоение Млечного Пути в северной части неба обусловлено существованием в этом направлении плотных газово-пылевых облаков, поглощающих свет многочисленных далёких звёзд. Масса газа, содержащегося в Г., $M_g \approx 5 \cdot 10^9 M_\odot$, т. е. составляет ок. 2% массы Г. (не считая короны).

Осн. данные о межзвёздной среде получены радиоастрономич. методами. Исследование излучения межзвёздного газа в радиодлинной водорода 21 см позволило установить его массу, распределение в пространстве, а также характер вращения Г. $\Omega(R)$, т. е. зависимость угловой скорости от расстояния. Оказалось, что атомарный водород (HI) образует в Г. тонкий слой (табл. 1), толщина к-рого растёт к краям диска. При этом на краю диска слой заметно отклоняется от плоскости Г. Внутри слоя газ распределён неравномерно, большая часть его, по-видимому, находится в спиральных ветвях. Но ср. масса на ед. поверхности диска в области $5 \text{ кпк} < R < 13 \text{ кпк}$ меняется мало. Она

заметно растёт лишь к $R = 14 \text{ кпк}$ и довольно резко падает при $R > 15 \text{ кпк}$ и $R < 4 \text{ кпк}$ (рис. 4).

Атомарный водород в Г. существует в основном в двух фазах: в виде обла-

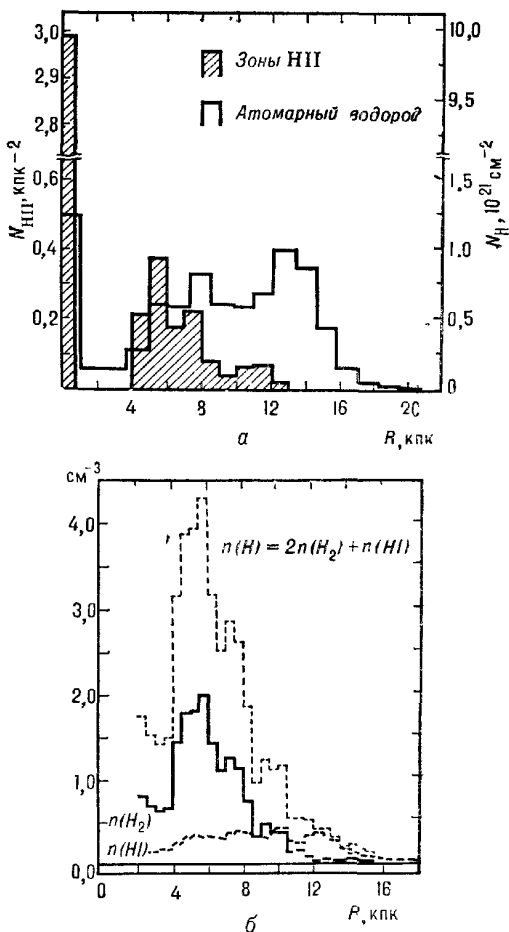


Рис. 4. а — распределение атомарного (HI) и ионизованного (HII) водорода в диске Галактики в зависимости от расстояния до центра R . Слева по оси дано число гигантских зон HII, справа — число атомов водорода N_H на единицу поверхности диска Галактики; б — распределение усреднённой концентрации атомарного (HI) и молекулярного (H_2) водорода, а также полной концентрации атомов водорода $n(H)$.

ков (холодная фаза) и межоблачного газа (горячая фаза). Их плотности n и темп-ры T равны соответственно: $n_{\text{хф}} \approx 20 \text{ см}^{-3}$, $T_{\text{хф}} \approx 70 \text{ K}$ и $n_{\text{гф}} \approx 0,2 \text{ см}^{-3}$, $T_{\text{гф}} \approx 7000 \text{ K}$. Облака хаотически движутся в межзвёздной среде со скоростями, дисперсия к-рых $\sim 10 \text{ км/с}$.

Значительная (от 20 до 80%) часть молекулярного водорода (H_2) заключена в больших облаках с $n_{H_2} \approx 10^3 \text{ см}^{-3}$ и $T \approx 10 \text{ К}$. Они обнаруживаются по радиоизлучению находящихся в облаках молекул CO, концентрация к-рых, согласно расчётам, пропорциональна концентрации молекул H_2 . Облака собраны в комплексы со ср. диаметром $\approx 40 \text{ пк}$ и массой $\approx 5 \cdot 10^5 M_\odot$. Таких молекулярных комплексов в Г. ок. 4000.

Вспышки сверхновых звёзд могут приводить к нагреву межзвёздного газа до $T \sim 10^6 \text{ К}$. Смыкание нагретых областей может привести к образованию «коридоров» горячего газа с $T \approx (0,5-2) \cdot 10^6 \text{ К}$ и $n < 10^{-2} \text{ см}^{-3}$, к-рые могут занимать до половины объёма межзвёздной среды.

На рис. 4 показано распределение атомарного, молекулярного и ионизованного водорода в диске Г. Существует резкий максимум в интервале $R = 5-6 \text{ кпк}$. Повышенная концентрация газа и молодых звёзд (связанных с зонами III) в этой области Г. привлекает сейчас к себе большое внимание исследователей. Её рассматривают как плотное газовое кольцо, где идёт интенсивное звездообразование, благоприятны условия для перехода водорода в молекулярную форму, где образуются гигантские комплексы облаков молекулярного водорода. Впрочем, пространственное распределение газа и молодых звёзд здесь, скорее, спиральное, и «кольцо» указывает положение максимума в пространственной плотности молодых звёзд и газа в спиральных рукавах.

Ближе к центру, в области $R < 4 \text{ кпк}$, наблюдается значит. дефицит газа — дыра в газовом диске. Она может быть связана или с мощным звездообразованием, исчерпавшим здесь газ, или с «выметанием» газа на периферию какими-то процессами, или, наконец, с тем, что газ в этой области потерял момент количества движения и упал на центр Г.

Наряду с тонким газовым слоем в Г. были обнаружены на высоких галактич. широтах облака газа, движущиеся, как правило, к плоскости Г. со скоростями до 100 км/с и больше (см. *Высокоширотные и высокоскоростные облака*). По-видимому, они находятся на периферии Г., точное их положение и размеры пока не известны из-за невозможности определить расстояния до них.

Магнитное поле. Газовый диск Г. пронизан магн. полем, играющим большую роль в физике межзвёздного газа и космич. лучей. Поле удерживает космич. лучи в Г., влияет на движение межзвёздного газа, с ним связано синхротронное излучение релятивистских электронов. Происхождение магн. поля Г. объясняют усилением слабого поля протогалактики в процессах формирования звёздной составляющей Г., при прохождении через галактическую плазму ударных волн и в др. случаях изменения плотности плазмы и характера её движения. Впервые магн. поле Г. было обнаружено по поляризации оптич. излучения далёких звёзд (см. *Поляризация излучения*). Предполагается, что поляризация обусловлена взаимодействием света с пылинками удлинённой формы, к-рые ориентированы магн. полем (для этого пылинки должны обладать достаточной электропроводностью). Осн. информацию о магн. поле Г. даёт анализ *меры вращения* излучения пульсаров и внегалактич. источников синхротронного излучения. По этим данным, в галактич. окрестностях Солнца силовые линии поля вытянуты в направлении $l = 90-100^\circ$. Это близко к направлению вдоль спирального рукава Ориона. Напряжённость поля $\approx 1-3 \text{ мкЭ}$.

Наряду с регулярным (крупномасштабным) компонентом магн. поля обнаружены его флуктуации с масштабом $\sim 100-200 \text{ пк}$ и с амплитудой порядка осн. поля. Более сильные поля ($\sim$ неск. десятков мкЭ) связаны с плотными облаками газа. Кроме того, в галактич. окрестности Солнца известны сравнительно большие области регулярного поля, откуда идёт усиленное синхротронное излучение. Эти области (т. н. *шпур*ы) дугообразно выступают над плоскостью галактич. диска и явл., по-видимому, старыми *остатками вспышек сверхновых* звёзд.

В др. спиральных галактиках обнаружены крупномасштабные магн. поля, идущие вдоль спиральных ветвей. Они проявляются, напр., в повышенной интенсивности синхротронного излучения из области ветвей. Дело в том, что в ветвях происходит сжатие газа, и магн. поле, будучи «вмороженным» в газ, также сжимается (см. *Магнитогидродинамика*). При этом оно «тянет» за собой релятивистские электроны. В результате увеличения напряжённости поля и плотности релятивистских электронов

интенсивность синхротронного излучения увеличивается во много раз.

Существование крупномасштабного магн. поля, связанного со спиральными ветвями нашей Г., подтверждается «всплесками» и «ступеньками» в долготном распределении синхротронного излучения, которые интерпретируются как добавочное излучение спиральных ветвей.

Вращение. Профиль радиолинии водорода 21 см систематически меняется с изменением галактич. долготы l (рис. 5), и это можно интерпретировать как следствие дифференциального вращения Г. Если вращение газа чисто круговое, то для долгот $-90^\circ < l < 90^\circ$ скорость $V_{\text{макс}}$, соответствующая границе обрыва профиля, ясно видимого слева на рис. 5, a , определяет разность скоростей вращения на расстояниях R_0 , где находится Солнце, и $R = R_0 \sin l$:

$$V_{\text{макс}} = R_0 (\Omega - \Omega_0) \sin l. \quad (*)$$

Угловая скорость Ω_0 вращения Солнца вокруг центра Г. определяется по движению близких к Солнцу звёзд. Солнце совершает один оборот вокруг центра Галактики за 250 млн. лет. Величина Ω_0 близка к $25 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{кпк})$, а $d\Omega/dR \approx 2 \text{ км}/(\text{с} \cdot \text{кпк}^2)$. Зная величины R_0 и Ω_0 , можно, т. о., по значениям $V_{\text{макс}}(l)$ найти кривую вращения $\Omega(R)$ для внутр. областей Г. Таким методом зависимость $\Omega(R)$ практически определяется только для газа в области $4 \text{ кпк} < R < 10 \text{ кпк}$, а для расстояний $R > 10 \text{ кпк}$ и $R < 4 \text{ кпк}$ используют др. методы. Интересно, что кривые вращения, найденные по данным, полученным в северном и в южном полушариях, не совпадают. Это свидетельствует о существовании систематич. некруговых движений газа.

В ряде спиральных галактик кривую вращения удалось проследить далеко за пределами диска, видимого в оптич. диапазоне. Оказалось, что в них линейная скорость почти не зависит от R (рис. 6). Это интерпретируется как присутствие большого количества невидимого вещества во внеш. областях галактик, т. е. как существование галактич. корон. Масса короны в неск. раз или на порядок должна превосходить «видимую» в оптич. диапазоне массу, чтобы объяснить такой ход кривой вращения. Есть основания считать, что то же самое должно быть и у нашей Г.; тогда её масса равна $(7-10) \cdot 10^{11} m_\odot$.

Вблизи центра Г. кривая вращения имеет характерный прогиб между $0,6$ и 3 кпк . Возможно, это отчасти связано с нарушением предположения о чисто

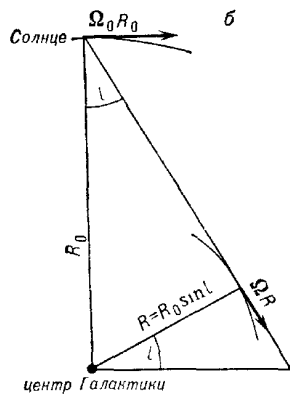
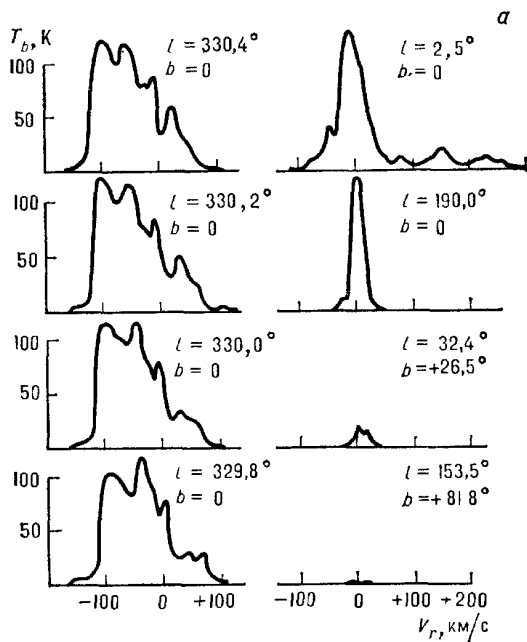


Рис. 5. a — профиль линии 21 см для разных направлений в Галактике. По оси ординат — яркостная температура, характеризующая интенсивность излучения, по оси абсцисс — лучевая скорость V_r облаков водорода. По точке обрыва профиля (на левых рисунках она находится вблизи $V_r \approx -100 \text{ км/с}$) определяется скорость вращения Галактики; b — схема, поясняющая метод определения кривой вращения.

круговом вращении газа при использовании ф-лы (*). Действительно, в этой области у газа обнаруживаются большие радиальные движения. Но в целом вращение ядра Г. происходит всё же с большей скоростью, чем прилегающих к нему областей.

Модели Галактики. Предположение о том, что Г. по своему типу относится

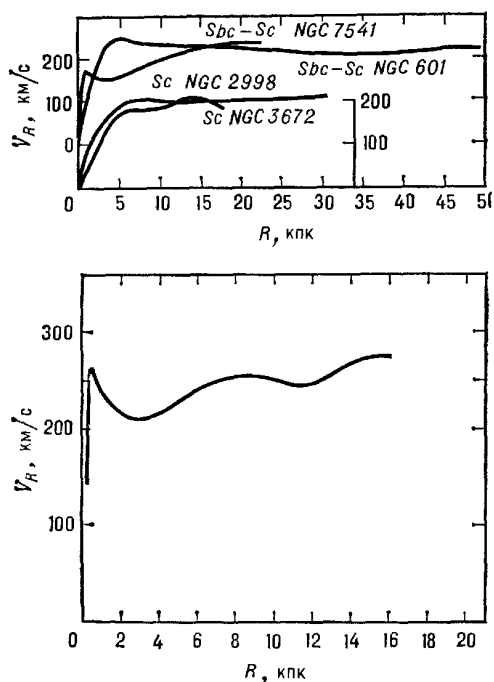


Рис. 6. Зависимость скорости вращения V_R от расстояния R до центра в нашей Галактике (внизу) и в некоторых других галактиках (вверху). Скорость быстро растёт до расстояний $R \approx 3-5$ кпк, а затем остаётся почти неизменной вплоть до десятков кпк от центра. Отдельная шкала дана для NGC 3672 и NGC 2998. На рисунке указан также тип галактик.

к спиральным галактикам, было высказано более полувека назад. Накопленный с тех пор огромный наблюдательный материал позволяет обосновать

Табл. 3.— Параметры подсистем Галактики (модель Я. Э. Эйнасто с сотрудниками)

Подсистемы	ϵ	a_0 , кпк	$\frac{M}{10^{10} M_\odot}$
Ядро	0,6	0,005	0,009
Балдж	0,6	0,2	0,4
Гало	0,3	1,9	1,2
Диск	0,1	4,6	7,7
Плоская	0,02	6,4	1,0
Корона	1	75	110

Примечания: 1) Подсистемы представляются сплюснутыми сфероидом с большой осью a_0 и с отношением малой полуоси к большой ϵ . 2) В этой модели расстояние от центра Г. до Солнца $R_0 = 8,5$ кпк, скорость вращения $\Omega_0 = 26,5$ км/(с·кпк), плотность пространственного распределения звёзд в окрестности Солнца $\sim 0,1 M_\odot/\text{кпк}^3$.

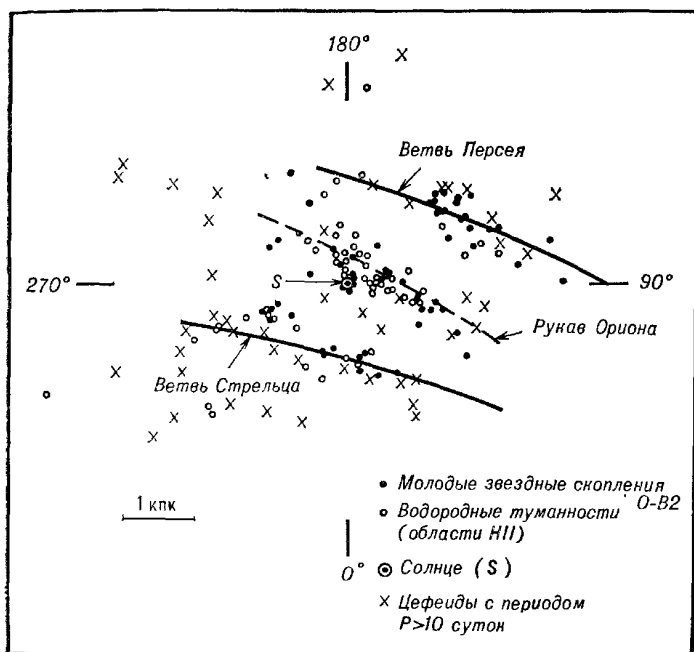
эту точку зрения и строить конкретные модели Г. на основе данных о пространственном распределении различных типов населения Г., вращения Г., дисперсии скоростей звёзд, их хим. составе и т. д. Параметры одной из совр. моделей Г., предложенной группой советских астрономов (Я. Э. Эйнасто с сотрудниками), приведены в таблице 3.

3. Спиральная структура

Исследование пространственного распределения ОВ-звёзд и звёздных ассоциаций, зон НII, скоплений ранних спектр. классов, долгопериодич. цефеид показало, что в окрестности Солнца (до 2—4 кпк) эти объекты распределены не равномерно, а образуют неск. сгущений вытянутой формы (рис. 7). В др. галактиках, похожих на нашу, такие объекты образуют спиральные ветви. Поэтому возникло естественное предположение, что в окрестности Солнца мы наблюдаем часть спиральной структуры Г.

В последние годы удалось определить спектрофотометрич. методом (см. *Расстояния до космических объектов*) расстояния до многих далёких гигантских областей НII, к-рые, по наблюдениям др. галактик, особо отчётливо обрисовывают спиральную структуру. В результате оказалось возможным по этим данным построить картину спиральных ветвей в значит. области Г. (рис. 8).

Крупномасштабная спиральная структура Г. чётко выявляется также по далёким пульсарам. Спиральные ветви, определяемые по пространственному положению пульсаров, хорошо соответствуют ветвям, найденным по положению зон НII (рис. 9). По-видимому, в ветвях находятся в основном наиболее яркие и потому наиболее молодые (в среднем) пульсары. В то же время близкие к Солнцу пульсары, среди к-рых большинство имеет низкую радиосветимость, не обнаруживают связи со спиральными рукавами. Скорее всего, эти, более старые в среднем, объекты успели рассеяться в пространстве, уйдя из спиральных ветвей, где они родились, из-за большой дисперсии скоростей (~ 100 км/с). Даже за короткое время своей жизни ($\approx 5 \cdot 10^6$ лет) пульсары успевают уйти далеко от места своего рождения.



Персея и Стрельца, но не позволяют обнаружить рукав Ориона; не обнаруживается он и в структуре поля скоростей звезд. Поэтому считают, что рукав Ориона — это небольшое ответвление от спирального рукава, какие часто наблюдаются в др. галактиках. Исследования поля скоростей звезд в окрестности Солнца позволило установить, что при $R_0 = 10$ кпк и $\Omega_0 = 25$ км/(с · кпк) расстояние от Солнца до ветви Персея $\approx 2,4$ кпк, до ветви Стрельца $\approx 1,8$ кпк.

Рис. 7. Распределение в плоскости Галактики молодых звездных скоплений, областей III и переменных звезд-цефеид с большими периодами. Цифры на краях рисунка — галактические долготы.

Анализ профилей линии 21 см для разных галактич. долгот позволил сделать вывод, что межзвездный водород в Г. также концентрируется в спиральные ветви. Картина пространственного распределения нейтрального водорода приведена на рис. 10. Следует, однако, иметь в виду, что эта картина весьма чувствительна к принятой кривой вращения и к отклонению скоростей водорода от круговых; общепринятой картины водородных спиральных рукавов пока не существует.

Наконец, ещё одно независимое подтверждение существования спиральной структуры дало изучение движения молодых звезд в пределах до 4—5 кпк от Солнца. Оно показало, что поле скоростей этих звезд также имеет спиральную структуру.

В окрестности Солнца существуют три области концентрации молодых объектов (рис. 7). В одной из них находится Солнце, её наз. рукавом (ветвью) Ориона. Вторая наблюдается в направлении от центра Г., на расстоянии ок. 1,5 кпк от Солнца (ветвь Персея). Третья находится в направлении центра Г., на расстоянии ок. 1,2 кпк (ветвь Стрельца). Данные о пространственном распределении зон III, пульсаров и нейтрального водорода (рис. 8—10) подтверждают существование ветвей

Спиральная структура в Г. обнаруживается также по галактическому гамма-излучению и непрерывному радиоизлучению. Для интенсивности галактич. излучения в плоскости Г. характерно общее уменьшение интенсивности в обе стороны от направления на её центр ($l = 0^\circ$), к-рое прерывается

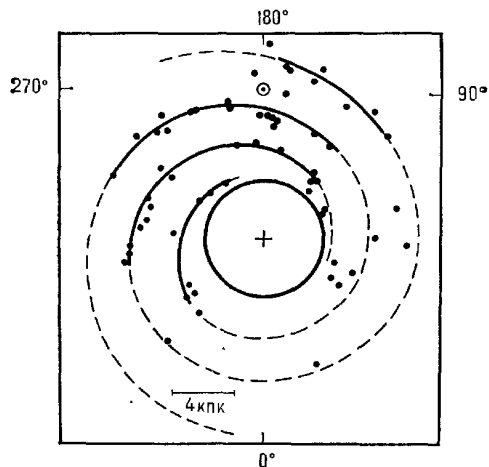


Рис. 8. Распределение гигантских зон III в плоскости Галактики. Оно лучше всего соответствует модели двухрукавной спиральной структуры. Штриховыми линиями отмечены те участки, где нет надёжного определения положения ветвей. Указаны положение Солнца (○) и центр Галактики (+).

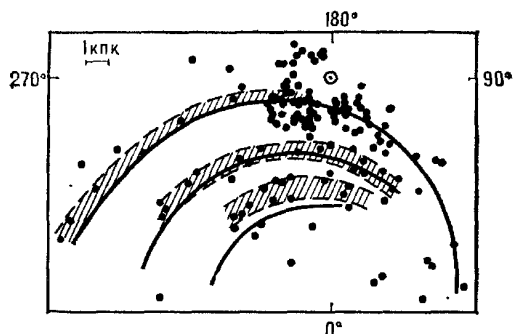


Рис. 9. Распределение далёких пульсаров в плоскости Галактики. На это распределение наложены отрезки спиралей из рис. 8. Видно, что расположение пульсаров, как и зон НII, указывает на существование спиральных ветвей.

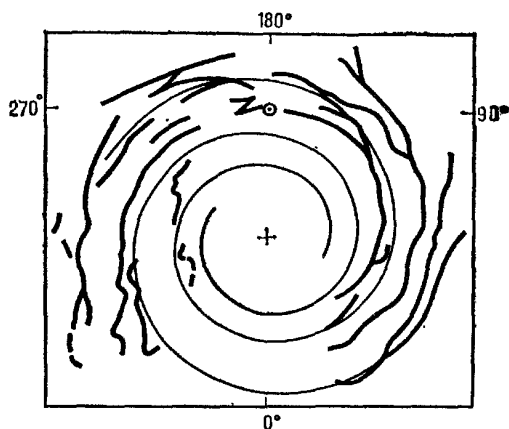


Рис. 10. Распределение нейтрального водорода в Галактике (Ф. Керр, 1970, Австралия) и модель двухрукавной спиральной структуры, построенная на основе теории волн плотности. Видно, что модель достаточно хорошо отражает распределение нейтрального водорода в Галактике.

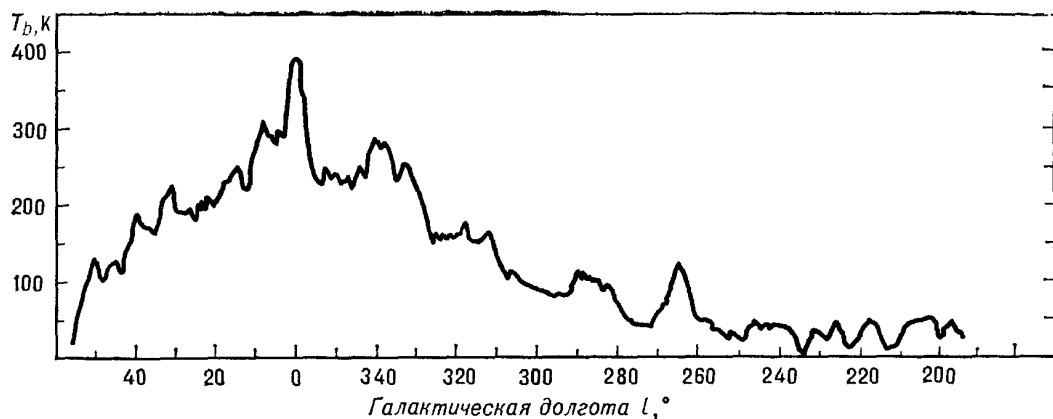


Рис. 11. Долготное распределение радиоизлучения галактического газа на частоте 408 МГц, T_b — яркостная температура. Сравнение с рис. 8 показывает, что ступеньки распределения в окрестности $l = 335, 320$ и 290° соответствуют направлениям вдоль спиральных ветвей, выявленных по расположению зон НII.

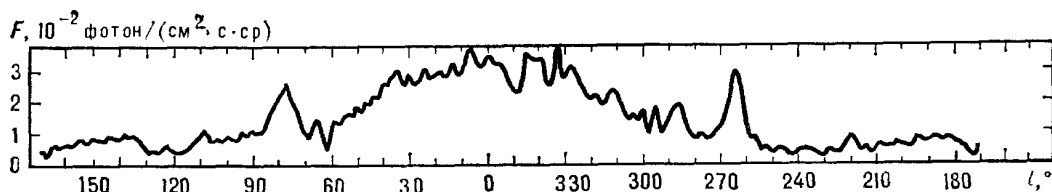


Рис. 12. Зависимость интенсивности F гамма-излучения галактического диска (в интервале энергий 70 МэВ — 5 ГэВ) от долготы l . Видно, что эта зависимость во многом сходна с долготным распределением радиоизлучения (рис. 11).

в отдельных интервалах долгот ступеньками и даже всплесками интенсивности (рис. 11 и 12). Поскольку в Г. диффузное излучение в гамма- и радиодиапазоне возникает гл. обр. в спиральных ветвях, где больше газа, космич. лучей и больше напряжённость магн. поля, то направление, в к-ром наблюдается избыточное излучение («ступенька», всплеск), соответствует направлению вдоль спиральной ветви. На рис. 11 видна ступенька в области $l \approx 285-300^\circ$, а из рис. 10 следует, что здесь находится продолжение ветви Стрельца, расположенное вдоль луча зрения (т. н. ветвь Кила). Такие же совпадения можно увидеть для др. ветвей, причём не только на рис. 11, но и на рис. 12. Накопилось много данных, позволяющих считать, что спиральные ветви — области сгущения звёзд и газа — представляют собой спиральные волны плотности, движущиеся в плоскости Г. (подробнее об этом см. в ст. *Спиральная структура галактик*).

4. Центральная область Галактики

Центральные области (ядра) многих галактик очень активны, они явл. источниками интенсивного эл.-магн. излучения во всех диапазонах длин волн. К спиральным галактикам с активными ядрами относятся, напр., т. н. *сейфертовские галактики* с энерговыделением до 10^{44} эрг/с в центральной области (см. *Ядра галактик*). В Г. центральная область скрыта от нас мощным слоем пыли, ослабляющим свет в десятки тыс. раз. Однако исследования в ИК-лучах позволили установить, что Г. имеет звёздное ядро, похожее на спокойные (несейфертовские) ядра галактик типа Sb и Sc. Светимость центральной области Г. ($R \approx 1$ кпк) не превосходит, по-видимому, 10^{42} эрг/с. Оsn. вклад в светимость дают звёзды *красные гиганты и сверхгиганты*, а осн. вклад в массу — звёзды-карлики поздних спектр. классов. В самом центре Г., в пределах 1 пк, находятся дискретные источники радио-, ИК- и рентг. излучения (см. *Галактический центр*).

В центре Г. обычно выделяют три области. Первая, имеющая радиус 4 кпк, интересна особенностями кинематики и распределения газа. Вторая область радиусом $R \approx 600$ пк включает в себя звёздный балдж с массой $M_{зв} \approx 4 \cdot 10^9 M_\odot$ и околоядерный газовый

диск с массой $M_{гд} \approx 6 \cdot 10^8 M_\odot$. Накопец, окрестность центра с радиусом в неск. пк наз. ядром (часто ядром наз. вообще всю центральную часть Г.). Не исключено, что распределение вещества в центре Г. асимметрично. Во многих спиральных галактиках обнаружена перемишка (бар), в центре к-рой расположено ядро, а от концов её отходят спиральные ветви. Такая перемишка может быть и у нашей Г.

Область $R < 4$ кпк. Здесь обнаруживается резкое (примерно в 4 раза) падение общей плотности газа по сравнению с пиком плотности на расстоянии 4—5 кпк (рис. 4). Кольцо низкого содержания газа (дыра в газовом диске) тянется до расстояний $R \approx 600-700$ пк от центра, где масса газа на ед. поверхности диска подскакивает от 4—5 $M_\odot/\text{пк}^2$ до 500 $M_\odot/\text{пк}^2$. Массы газа $M_{гд} \approx 6 \cdot 10^8 M_\odot$, содержащегося в области с $R = 600$ пк, более чем достаточно для того, чтобы при равномерном её распределении внутри полости с $R = 4$ кпк заполнить указанную дыру. Отсюда возникло предположение, что в области с $R \leq 4$ кпк газ испытал сильную потерю момента количества движения из-за турбулентной вязкости или из-за торможения в гравитац. поле вращающейся перемишки и собрался в самом центре Г. Эта точка зрения альтернативна др. гипотезам, согласно к-рым газ в области $R \leq 4$ кпк или исчерпался в результате интенсивного звездообразования, или был выброшен из центра Г.

Балдж и газовый диск ($R \lesssim 600$ пк). Эта область особенно ярка в ИК-диапазоне на волне 2 мкм. ИК-радиация, представляющая собой переработанное пылью более коротковолновое излучение звёзд балджа (см. *Инфракрасная астрономия*), идёт в основном из области с $R < 200$ пк и имеет резкий пик интенсивности в самом центре Г. Пик выделяется даже в пределах 1 пк от центра, что свидетельствует о сильной концентрации звёзд в очень небольшом объёме ядра Г. Центральная часть балджа погружена в ионизованный газ — околоядерный водородный (HII) диск поперечником ≈ 150 пк. Он хорошо прослеживается благодаря своему тепловому радиоизлучению. Предполагается, что ионизация газа обусловлена молодыми звёздами спектр. класса O. В области зоны HII звёздная масса $\approx 1,5 \cdot 10^9 M_\odot$, общая масса газа

$\approx 1,2 \cdot 10^7 m_{\odot}$. Большая часть газа объединена в облака молекулярного водорода, среди к-рых особенно известны комплексы молекулярных облаков Стрел-

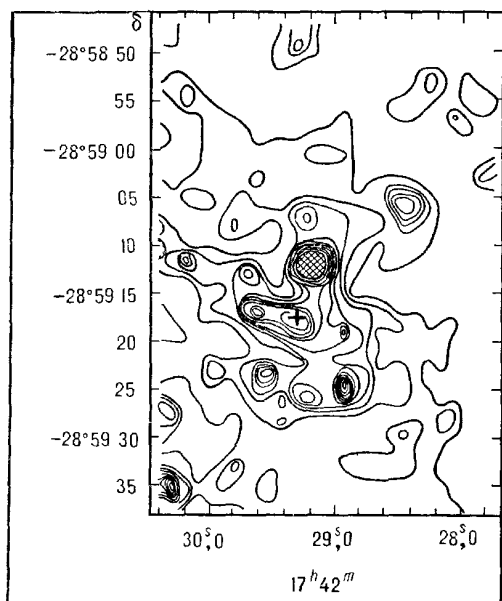


Рис. 13. Изофоты ИК-излучения центра Галактики на волне 2,2 мкм. Крестиком отмечен источник IRS 16, находящийся в центре звездного балджа Галактики. По горизонтальной оси — прямое восхождение.

лец А и Стрелец В, расположенные в центральной части околоядерного диска.

Наблюдения радиоизлучения в линиях и в непрерывном спектре обнаруживают необычное распределение и кинематику газа внутри балджа. По-видимому, весь газ сосредоточен здесь в околоядерном диске с $R \approx 600-700$ пк, наклонённом к плоскости галактич. экватора под углом 22° . Диск быстро вращается и расширяется со скоростями 100—200 км/с.

Существование наклонённого газового диска осложняет решение вопроса о происхождении газа в балдже. Если он попал туда в результате падения из области $R < 4$ кпк, то трудно объяснить появление наклона оси вращения.

Ядро Галактики. Наблюдаемое излучение ядра Г. имеет макс. интенсивность на волне ≈ 2 мкм (ИК-диапазон). В ИК-диапазоне преимущественно излучает пыль, нагретая звёздами балджа (сами звёзды невидимы из-за сильного

поглощения излучения в оптич. диапазоне). Но в ядре Г. обнаружены и компактные ИК-источники, самый интересный из к-рых — IRS 16 — имеет размеры ок. 0,1 пк (рис. 13). В этом районе находится радиоизлучающая область НII — Стрелец А Западный

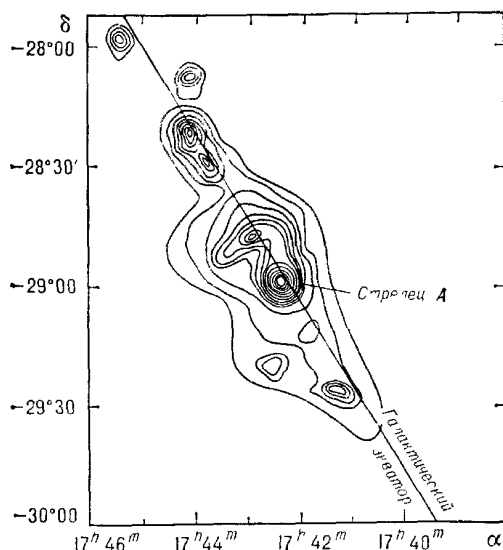


Рис. 14. Изофоты теплового радиоизлучения центра Галактики. Показан радиоисточник Стрелец А Западный.

(рис. 14). Предполагается, что она содержит скопление О-звёзд. Методом радиоинтерферометрии со сверхдлинной базой в её центре был обнаружен, пожалуй, самый удивительный объект Г. Это чрезвычайно компактный источник нетеплового радиоизлучения размером меньше $0,001''$, т. е. меньше 10 а. е. Было высказано предположение, что он является чёрной дырой с массой $\sim 10^6 m_{\odot}$.

По излучению на волне $\lambda = 12,8$ мкм (линия NeII) удалось выяснить особенности движения в самом центре Г., в области диаметром 1 пк. Были обнаружены большие хаотические скорости и радиальное расширение вещества; найдены признаки его вращения со скоростью до 200 км/с. Отсюда найдена масса внутри этой области: $m \approx 5 \cdot 10^6 m_{\odot}$. Т. о., если это вещество сосредоточено в звёздах, то концентрация звёзд в ядре Г. в миллионы раз больше, чем в окрестности Солнца. Ось вращения ядра проходит через источник

IRS 16, к-рый, возможно, явл. центром звёздного балджа.

Большой интерес представляет хим. состав ядра Г. Поскольку в ядре Г. звёздная плотность исключительно высока, можно было бы ожидать здесь существенно иную картину эволюции хим. состава вещества, иное содержание тяжёлых элементов. Однако наблюдения пока ничего не говорят в пользу этого предположения. Оказалось, что темп-ра зон НII в ядре Г. выше, чем зон НII в спиральных рукавах, а поскольку эта темп-ра определяется отводом теплоты за счёт излучения тяжёлых элементов, то указанный факт интерпретируется

как отсутствие повышенного содержания тяжёлых элементов в ядре Г. Этот вывод может быть очень важен для правильного понимания хим. эволюции Г. в целом.

Лит.: Агекян Т. А., Звезды, галактики, Метагалактика, 3 изд., М., 1981; Бок Б., Бок П., Млечный путь, пер. с англ., М., 1978; Ефремов Ю. Н., В глубины Вселенной, 2 изд., М., 1977; Куликовский П. Г., Звездная астрономия, М., 1978; Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Физика межзвездной среды, М., 1979; Марочник Л. С., Сучков А. А., Галактика, М., 1984; Уитни Ч., Открытие нашей Галактики, пер. с англ., М., 1975; Шаров А. С., Туманность Андромеды, М., 1982. А. А. Сучков.

ГАЛАКТИКИ

Содержание:

1. Введение	76
2. Многообразие форм звёздных систем	77
3. Группы и скопления галактик	82
4. Эволюция галактик	84
5. Радиоизлучение и активность галактик	87
6. Метагалактика	88

1. Введение

Галактиками наз. гигантские (до $\sim 10^{13}$ звёзд) звёздные системы, расположенные вне нашей Галактики. Их наз. ещё внегалактич. туманностями, т. к. при визуальном наблюдении в телескоп они выглядят туманными пятнышками, как и обычные газовые туманности. Сведения о Г. приводятся в спец. астрономич. каталогах. Из них наиболее известны первый каталог туманностей и звёздных скоплений, составленный в конце 18 в. франц. астрономом Ш. Мессье (в этом каталоге туманность Андромеды, напр., записана под номером 31 и обозначается М 31), и «Новый общий каталог» (1888 г.) англ. астронома И. Дрейера (сокращённо NGC, в нём туманность Андромеды обозначается NGC 224).

Мир звёздных систем — Г. — стал интенсивно изучаться с 1920 г., когда швед. астроному К. Лундмарку удалось разложить на звёзды периферийную часть спиральной туманности М 33 (или NGC 598) в созвездии Треугольника. Вскоре амер. астроном Э. Хаббл, работавший на крупнейшем в то время телескопе с зеркалом диаметром 2,5 м, установил звёздную природу спиральных рукавов туманности Андромеды и нескольких более слабых Г. неправильной формы. Это положило начало развитию новой отрасли астрономич. науки — *внегалактической астрономии*. Изучение Г. требует максимально мощных инструментов, в частности *оптических телескопов* с зеркалами диаметром более метра, а также новейших средств и методов исследования далёких слабых объектов. Исключительно быстрому развитию внегалактич. астрономии способствовало внедрение радиоастрономич. методов исследования космич. объектов (см. *Радиоастрономия*).

Среди всё более слабых по блеску объектов число Г. быстро возрастает. Так, Г. ярче 12-й звёздной величины известно ок. 250, 15-й — уже ок. 50 тыс., а число Г., к-рые могут быть сфотографированы 6-метровым телеско-

пом на пределе его возможностей, составляет многие миллиарды. Это указывает на значит. удалённость большинства Г.

Внегалактич. астрономия исследует размеры звёздных систем, их массы, строение, свойства оптич., ИК-, рентг. и радиоизлучения. Изучение пространственного распределения Г. выявляет крупномасштабную структуру Вселенной (можно сказать, что доступная наблюдению часть Вселенной — это мир Г.). В исследовании пространственного распределения Г. и путей их эволюции внегалактич. астрономия смыкается с космологией — наукой о Вселенной в целом.

Одной из важнейших во внегалактич. астрономии остаётся проблема определения расстояний до Г. Благодаря тому что в ближайших Г. найдены *цефеиды, новые звёзды*, а также ярчайшие звёзды постоянного блеска (сверхгиганты), удалось установить расстояния до этих Г. До ещё более удалённых Г., в к-рых невозможно различить даже сверхгигантские звёзды, расстояния оцениваются иными способами (см. *Расстояния до космических объектов*).

В 1912 г. амер. астроном В. Слайфер обнаружил замечательное св-во Г.: в спектрах далёких Г. все спектр. линии оказались смещёнными к длинноволновому (красному) концу по сравнению с такими же линиями в спектрах источников, неподвижных относительно наблюдателя (т. н. *красное смещение линий*). В 1929 г. амер. астроном Э. Хаббл, сравнивая расстояния до Г. и их красные смещения, обнаружил, что последние растут в среднем прямо пропорционально расстояниям (см. *Хаббла закон*). Этот закон дал в руки астрономов эффективный метод определения расстояний до Г. по их красному смещению. Измерены красные смещения тысяч Г. и сотен *квазаров*.

Определение расстояний до Г. и их положения на небе позволило установить, что встречаются одиночные и двойные Г., группы Г., большие скоп-

ления их и даже облака скоплений (сверхскопления). Ср. расстояния между Г. в группах и скоплениях составляют неск. сотен кпк; это примерно в 10—20 раз больше размера крупнейших Г. Ср. расстояния между группами Г., одиночными Г. и кратными системами составляют 1—2 Мпк, расстояния между скоплениями — десятки Мпк. Т. о., Г. заполняют пространство с большей относительной плотностью, чем звёзды внутригалактич. пространство (расстояния между звёздами в среднем в 20 млн. раз больше их диаметров).

2. Многообразие форм звёздных систем

Формы Г. чрезвычайно разнообразны. Однако большинство Г. относят к неск. осн. типам, руководствуясь их наиболее характерными внеш. признаками, а более мелкие различия Г. помогают подразделить эти типы на отдельные подтипы. Классифицировать Г. по морфологич. особенностям предложил Хаббл. Ок. 25% изученных Г. имеет круглую или эллиптич. форму (рис. 1), поэтому их наз. эллиптическими Г. (в классификации этот тип Г. обозначают символом Е). Это наиболее простые по структуре, звёздному составу и характеру внутр. движений системы. В них не обнаружено звёзд высокой светимости (сверхгигантов), самые яркие звёзды в эллиптич. Г. — красные гиганты. Поверхностная яркость этих систем плавно убывает примерно обратно пропорционально квадрату расстояния от ядра, постепенно сливаясь без скачков с окружающим фоном неба. Расширение линий в спектрах эллиптич. Г. указывает на то, что звёзды в них движутся в самых произвольных направлениях с высокими скоростями (≈ 200 км/с). В этих условиях распределение звёзд во всех радиальных направлениях от центра симметрии должно быть почти равновероятным, что и объясняет близкую к сфероидальной форму таких звёздных систем. Эллиптич. туманности в зависимости от степени видимого сжатия подразделены на восемь подтипов: от сферич. систем Е0 до чечевицеобразных Е7 (цифра указывает степень сжатия).

Другой, самый распространённый тип Г. (их ок. 50%) отличается большим разнообразием структуры. Эти звёздные системы имеют два или более клочковатых спиральных рукава, образующих плос-

кий «диск», а в центральной области Г. расположено сфероидальное вздутие (балдж), в к-ром находится ядро Г. Такие Г. наз. спиральными и обозначают символом S. Спиральные рукава, как правило, богаты яркими газовыми туманностями, окружающими горячие звёзды-сверхгиганты, а также облаками тёмной газовой-пылевой материи.

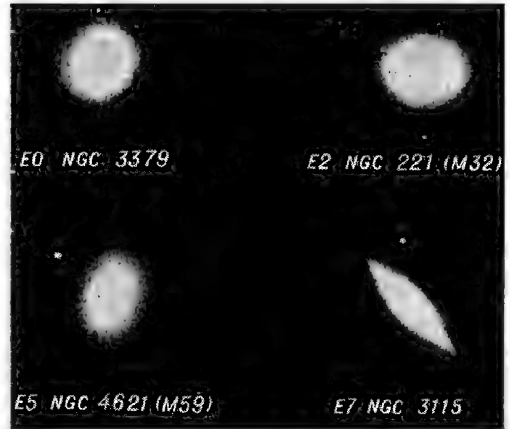


Рис. 1. Типичные эллиптические галактики.

Примерно у половины спиральных Г. рукава начинаются сразу от ядра (это нормальные спиральные Г., рис. 2), у остальных Г. через ядро проходит яркая перемычка (бар), идущая далеко за пределы ядра (пересечённые спиральные Г.). От концов перемычки и начинают закручиваться спиральные рукава. Такая система при взгляде «сверху» напоминает известный демонстрационный физ. прибор «сегнерово колесо» (рис. 3). И нормальные (S), и пересечённые (SB) спиральные Г. подразделяются ещё на подтипы Sa, Sab, Sb, Sc, Sba и т. д. по относительным размерам ядра и диска (размеры ядра убывают от Sa к Sc). Некоторые из спиральных систем видны в профиль как толстое (в случае Sa) или тонкое веретено, обычно пересечённое полосой тёмного вещества, поглощающего свет. На рис. 4 приведена одна из красивейших спиральных систем, видимых «с ребра», — туманность «Сомбреро» в созвездии Девы. Наша Галактика, как известно, также явл. спиральной, вероятнее всего типа Sb. По-видимому, спиральные Г. окружены сфероидальной звёздной короной, в к-рой содержится значительная часть массы Г.

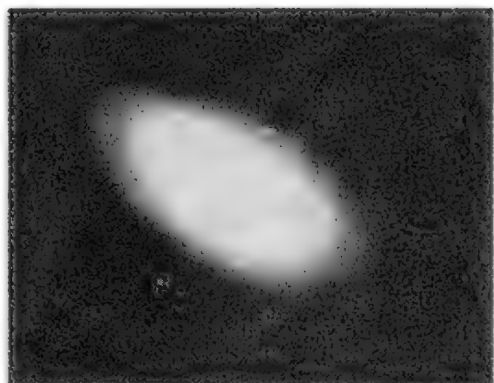
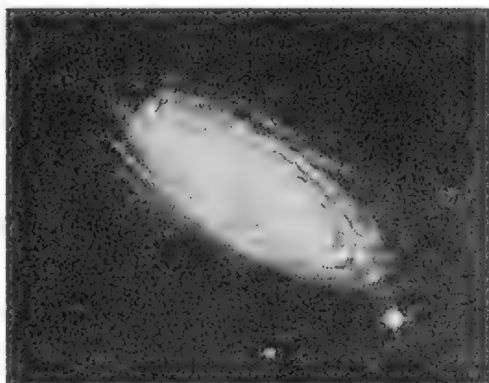
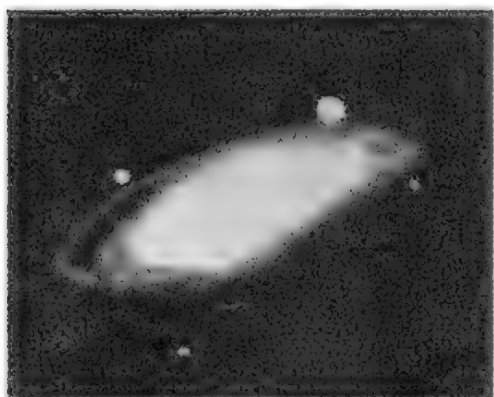
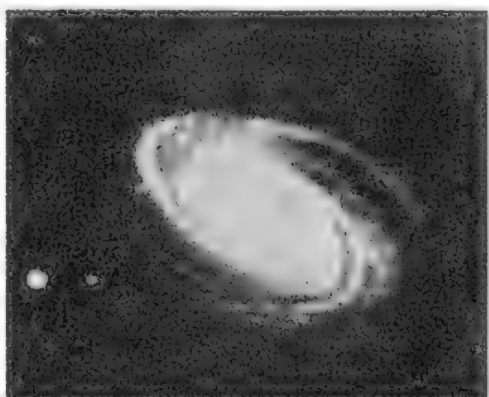
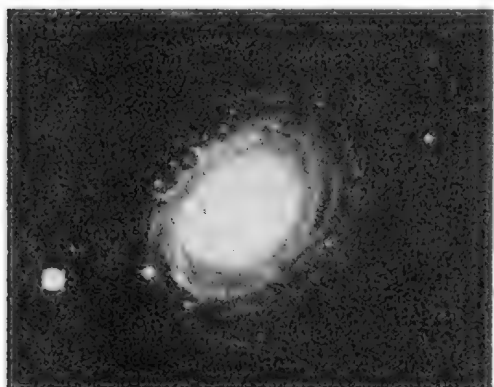
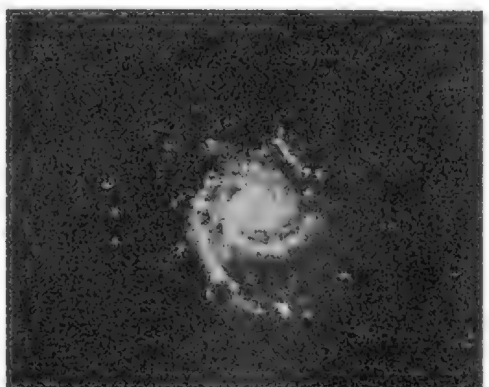
*SO NGC 1201**Sb NGC 2841**Sa NGC 2811**Sb NGC 3031 (M81)**Sab NGC 488**Sc NGC 628 (M74)*

Рис. 2. Типичные спиральные галактики.

Если проследить изменение форм эллиптич. Г. от сферической до чечевицеобразной и форм спиральных Г. от Sa ко все более сплюснутой си-

стеме Sc, то напрашивается вывод о существовании еще одного типа Г, промежуточного между этими основными. На рис. 5 приведена од-

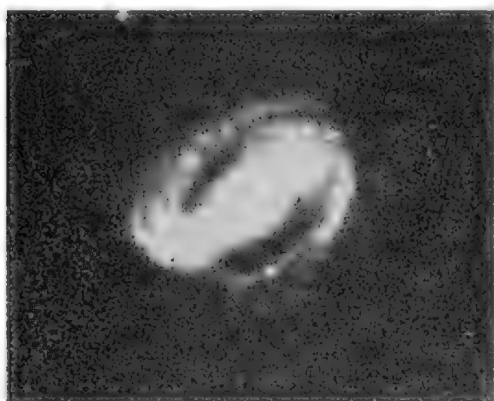
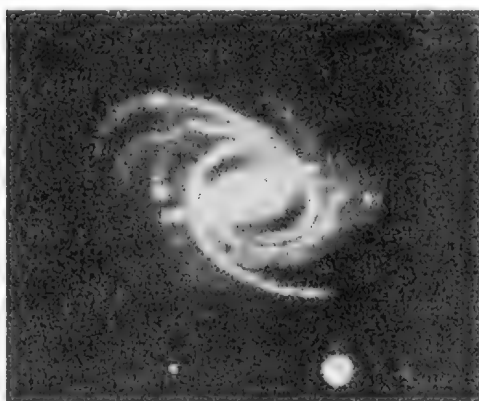
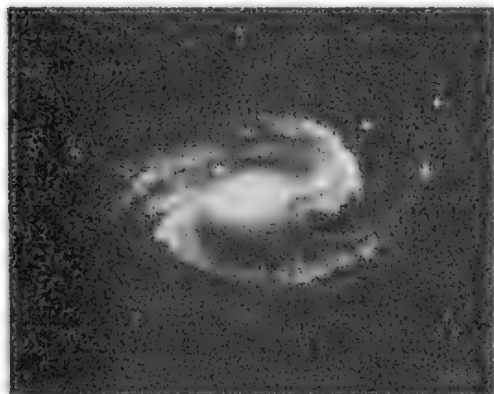
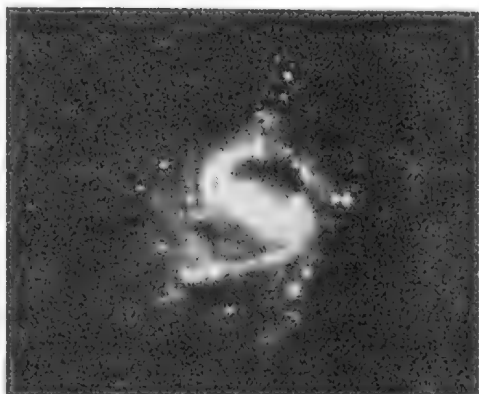
*SBab NGC 175**SBb NGC 2523**SBb NGC 1300**SBc NGC 1073*

Рис. 3 Пересеченные спиральные галактики.

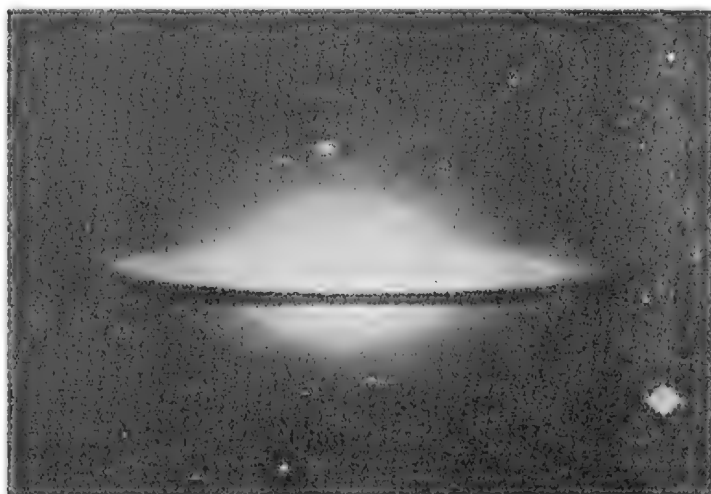


Рис. 4. Спиральная галактика NGC 4594 («Сомbrero») в созвездии Девы. Видны темная полоса поглощающей материи, следы спиральных рукавов и большое сферическое центральное тело.

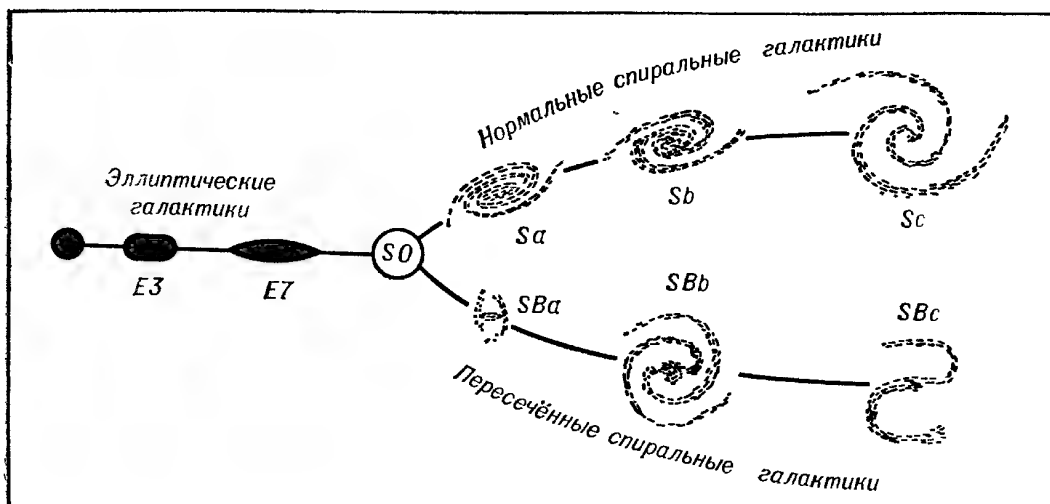


Рис. 5. Схема классификации галактик (по Э. Хаббл).

на из морфологических классификаций Г. — так называемый камертон Хаббла. Гипотетич. тип получил в этой схеме символ S0; он был сначала предсказан, а затем найден. В Г. этого типа (их ок. 20% от общего числа встречающихся вблизи нашей Галактики), в отличие от эллиптич. систем,

яркость от центра к краю падает ступеньками. В такой системе различают ядро, «линзу» и слабый «ореол» (рис. 6,а). Эти Г. наз. линзообразными. В наружных частях линзы иногда видны зачатки спиральных рукавов, перемычки и наружное светлое кольцо. Сочетание этих деталей придаёт системам иногда совершенно необычный вид (рис. 6,б).

Остающиеся 5% Г. не удаётся отнести ни к одному из перечисленных типов, они образуют тип *н е п р а в и л ь н ы х* Г. (символ Ir). У таких Г. часто отсутствует симметрия формы. По методу замечанию амер. астронома В. Бааде, этот тип явился «мусорной корзиной» для Г., не поддающихся классификации. Действительно, в этом типе чисто условно объединено неск. разных по характеру классов Г. Наиболее распространены неправильные Г. типа Магеллановых Облаков, названные так по имени ближайших к нам звездных систем, видимых невооруженным глазом в южном полушарии (рис. 7). В сущности, эти звездные системы — предельный случай спиральных Г., когда они чрезвычайно плоски и в них совершенно отсутствует центральное ядро, хотя и есть следы спиральной структуры, свидетельствующей об осевом вращении систем. Другой класс неправильных Г. очень странен: по цвету и плавному изменению яркости к краям они сходны с эллиптическими, а по спектру — со спиральными системами, однако в них нет типичных для спиральных

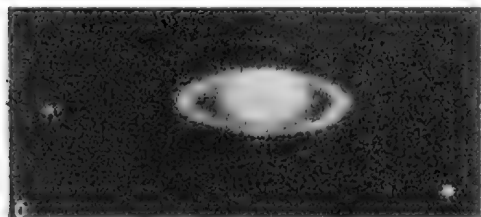
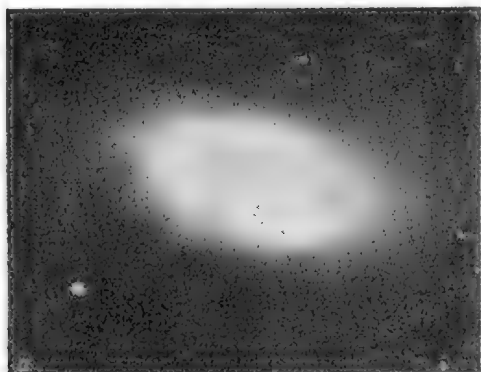


Рис. 6. Линзообразные галактики: а — NGC 205, спутник туманности Андромеды; б — галактика NGC 7702, внешне похожая на планету, Сатурн.

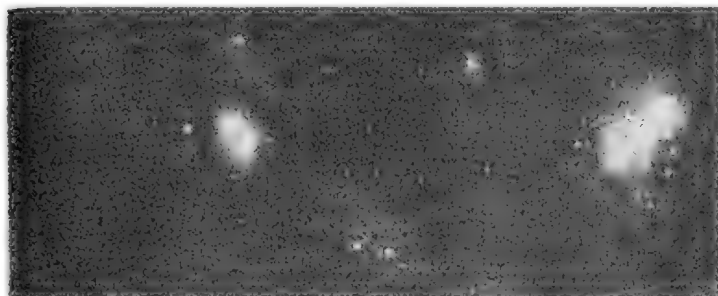


Рис. 7. Большое и Малое Магеллановы Облака — ближайшие к нам галактики.

систем звёзд-сверхгигантов и ярких газовых туманностей. Примером таких звёздных систем явл. М82 — неправильная Г., в центральной части к-рой обнаружены облака газа, движущиеся со скоростями более тысячи км/с во все стороны (рис. 8). К неправильным Г. относятся также п е к у л я р н ы е, каждая из к-рых имеет совершенно уникальную форму. Среди них в спец. класс выделены т. н. в з а и м о д е й с т в у ю щ и е Г. Это обычно двойные Г., между к-рыми наблюдаются перемычки, хвосты или мостики светлой и тёмной материи и т. д. (рис. 9). Все эти особенности считают признаками взаимного влияния близко расположенных галактик.

Форма и структура Г. неразрывно связаны с их осн. физ. характеристиками: размером, массой, светимостью. При равных расстояниях до Г. их видимые размеры, а также массы возрастают по мере перехода от менее ярких Г. к более ярким. Видимую яркость (блеск) Г. принято выражать в фотографич. звёздных величинах, определяемых фотометрированием их изображения на снимках. Если галактика превосходит др. однотипную галактику по абс. звёздной величине на единицу, то их диаметры соответственно будут различаться в полтора раза, а массы — в два (для спиральных) или в три раза (для эллиптических Г.).

Массы Г. принято выражать числом солнечных масс (масса Солнца $m_{\odot} \approx 2 \cdot 10^{33}$ г). Определить массу звездной системы можно несколькими способами. Наиболее

массе диск, а дифференциально — по закону, к-рый зависит от распределения массы.

Для расчётов созданы специальные графики и таблицы, с помощью которых по закону вращения разных частей спиральной галактики можно оценить её полную массу. У эллиптических Г. массу оценивают по расширению линий в их спектрах, к-рое вызывается движением звёзд: чем больше скорости звёзд, тем больше масса Г. и шире линии в её спектре. Для близких к нам систем иногда удаётся подсчитать яркие звёзды и по ним оценить массу всей системы, т. е. на каждую яркую звезду должно приходиться в среднем определённое число звёзд др. светимостей и масс. Такая зависимость (её наз. ф у н к ц и и с в е т и м о с т и з в ё з д) позволяет определить массы звёздных систем, имеющих сходные формы и звёздный состав.

Следует заметить, что оценки масс Г. по последнему методу получаются систематически меньшими, чем по вращению Г. Расхождение увеличивается для более массивных Г., его наз. «парадокс скрытой массы». Есть предположение, что оно может быть вызвано присутствием в коронах Г. значит. масс. Осн.

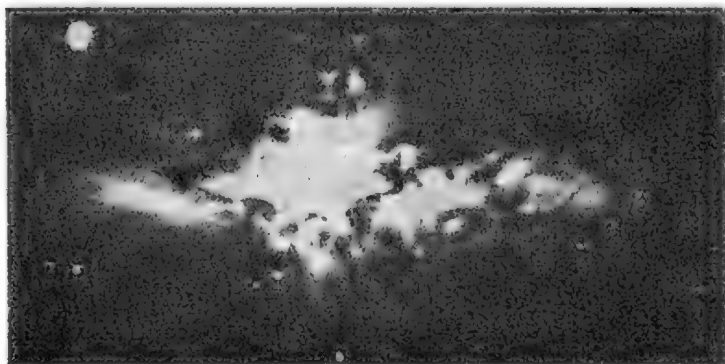


Рис. 8. Галактика М82 типа Ir (неправильная).

вклад в массу короны могут давать многочисленные маломассивные звёзды со столь малой светимостью, что обнаружить их оптическими методами не удаётся.

Существует также гипотеза, что главный вклад в скрытую массу дают слабо-взаимодействующие элементарные ча-

нов (группы Г.) и до сотен и тысяч членов (скопления Г.). Яркие одиночные Г. редки — их не более 10% от общего числа Г.

Наиболее исследована Местная группа Г., в к-рой самыми яркими и массивными явл. наша Галактика и туманность Андромеды (рис. 10). Каждая из них имеет по богатому семейству. В семейство нашей Галактики входят 14 карликовых эллиптич. Г., неск. внегалактич. шаровых скоплений и неправильные Г., среди к-рых крупнейшие — Магеллановы Облака, а к семейству М31 относятся одна спиральная и две эллиптич. Г. и неск. карликовых (табл. 1). Поскольку масса М31 в полтора раза больше массы нашей Галактики, центр



Рис. 9. Взаимодействующие радиогалактики NGC 4038 и NGC 4039.

стицы (напр., нейтрино, обладающие массой покоя, см. *Скрытая масса*).

По мощности излучения Г. можно подразделить на неск. классов светимости. Самый широкий диапазон светимостей наблюдается у эллиптич. Г., в центральных областях нек-рых скоплений Г. обнаружены т. н. сД-галактики, являющиеся рекордными по светимости (абс. звёздная величина — 24^m , светимость $\sim 10^{45}$ эрг/с) и массе ($\sim 10^{13} M_{\odot}$). А в нашей Местной группе Г. найдены эллиптич. Г. малой светимости (абс. величины от -14 до -6^m , т. е. светимости $\sim 10^{41}$ — 10^{38} эрг/с) и массы (10^8 — $10^5 M_{\odot}$). У спиральных Г. интервал абс. звёздных величин составляет от -22 до -14^m , светимостей — от 10^{44} до 10^{41} эрг/с, интервал масс 10^{12} — $10^8 M_{\odot}$. Неправильные Г. по абс. величинам слабее — 18^m , их светимости $\lesssim 10^{43}$ эрг/с, массы $\lesssim 10^{10} M_{\odot}$.

3. Группы и скопления галактик

Большинство Г. входят в группировки, насчитывающие от неск. ярких чле-

масс Местной группы Г. находится в направлении М31 на $2/3$ расстояния до неё, т. е. в 0,46 Мпк от Галактики.

Исследование радиоизлучения нейтрального водорода показало, что Магеллановы Облака, карликовые Г. в Драконе, Малой Медведице и крошечная эллиптич. галактика в Скульпторе вместе с двумя внегалактич. шаровыми скоплениями погружены в общую водородную полосу — «Магелланов поток». Высказывается мнение, что этот газ, тянущийся за Магеллановыми Облаками по их орбите относительно нашей Галактики, потерян ими вследствие возмущающего действия нашей звёздной системы. Перечисленные карликовые Г. и скопления образовались, возможно, из этого газа.

Ближайшие соседние группы Г. располагаются в 2—5 Мпк от Местной группы Г. и по составу похожи на неё, только самые слабые члены этих групп трудно обнаружить. Несколько десятков таких групп галактик найдено в пределах 10—20 Мпк около нашей Галактики.

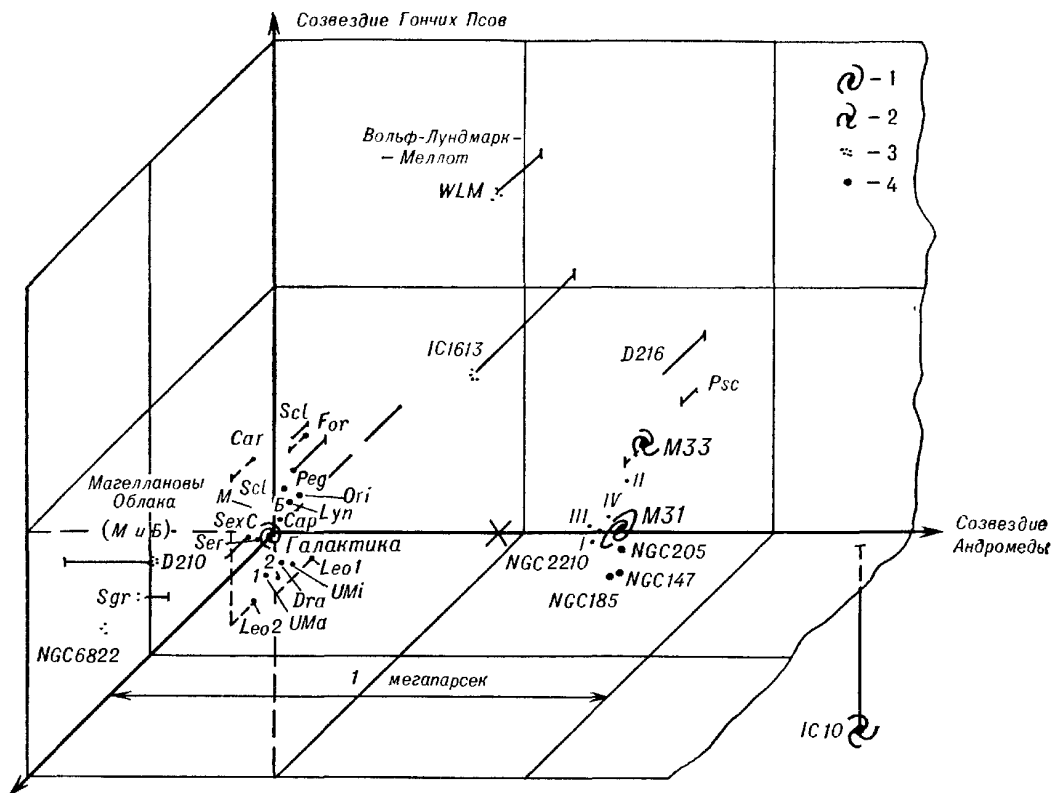


Рис. 10. Пространственное расположение галактик, входящих в Местную группу: 1 — спирали Sb (Галактика и туманность Андромеды), 2 — спирали Sc (M33 и IC 10), 3 — неправильные галактики, 4 — эллиптические галактики (I, II, III, IV — спутники M31), x — центр масс Местной группы.

Ближайшее крупное скопление Г. находится в созвездии Девы на расстоянии ок. 20 Мпк. В его составе семь гигантских эллиптич. Г., в т. ч. радиогалактика Дева А, десять гигантских спиральных Г., из к-рых ярчайшая — «Сомbrero». Всего в скопление входит ок. 200 Г. высокой и средней светимости. Примерно треть их — эллиптические и линзообразные, остальные — спиральные Г. всех типов. Найдено также много карликовых эллиптич. Г., но неправильные Г. типа Магеллановых Облаков на таких расстояниях уже не обнаружены. Размеры скопления составляют ≈ 5 Мпк, центральная плотность — ок. 500 Г. на 1 Мпк³.

Скопления Г. состоят, как правило, из эллиптич. и линзообразных Г., число спиральных Г. в них очень мало. Ярчайшими Г. в скоплениях явл. обычно линзообразные сверхгигантские системы (сD-галактики). Наиболее изучены два сравнительно близких сферич. скоп-

пления Г.: скопление в Волосах Вероники (расстояние 125 Мпк) и скопление в Северной Короне (расстояние 350 Мпк). Самое далёкое скопление Г., до к-рого определено расстояние, также находится в Волосах Вероники, до него 5200 Мпк. Только в самый крупный телескоп можно различить его ярчайшие члены.

Скопление в Деве представляет собой, по-видимому, центральное сгущение ещё более крупной системы Г. — Сверхскопления Г. Уже давно замечали, что яркие Г. расположены по небу не беспорядочно, а поясом, к-рый можно назвать Млечным Путём Г. Оказалось, что среди Г. этого пояса только треть — эллиптические и линзообразные, точь-в-точь как в скоплении Девы, тогда как в др. скоплениях обычно преобладают эллиптич. Г. Представление о сверхскоплении, в к-рое входят и наша Местная группа Г., и её соседи как небольшие сгущения где-то на перифе-

Табл. 1. — Население Местной группы галактик

Семейство	Состав семейства с указанием созвездия, в к-ром галактика находится	Тип галактики	Расстояние от Солнца, кпк	Абс. величина	Масса, $10^6 M_{\odot}$
Галактики	Галактика (центр в Стрельце)	Sb	10	-21	250 000
	Большое Магелланово Облако (Тукал)	Ir	52	-18	14 000
	Малое Магелланово Облако (Золотая Рыбка)	Ir	71	-16	5 000
	Лечь	Ер*	188	-13	20
	Скульптор	Ер	84	-12	3
	Лев I	Ер	220	-11	4
	Дракон	Ер	76	-9	0,1
	Малая Медведица	Ер	67	-9	0,1
	Лев II	Ер	220	-9	1
	Пегас	Ер	170	-9	—
	Орион	Ер	80	-7	—
	Козерог	Ер	70	-6	—
	Большая Медведица	Ер	120	-6	—
	Большая Медведица	Ер	130	—	—
	Секстан-С	Ер	140	—	—
	Змея	Ер	30	—	—
	Киль	Ер	170	—	—
Туманности Андромеды	Андромеда (M31, NGC 224)	Sb	690	-22	360 000
	Треугольник (M33, NGC 598)	Sc	720	-19	20 000
	Андромеда (M32)	E2	690	-16	2 600
	Андромеда (NGC 205)	SB0	690	-15	2 000
	Кассиопея (NGC 185)	E3	690	-15	100
	Кассиопея (NGC 147)	E5	690	-14	150
	Андромеда-I	Ер	690	-11	1
	Андромеда-II (Рыбы)	Ер	690	-11	1
	Андромеда-III	Ер	690	-11	1
	Андромеда-IV	Ir	690	-11	10
	Рыбы	Ir	690	-9	10
Периферия Местной группы	Кит (IC 1613)	Ir	770	-15	400
	Стрелец	Ir	500	-9	10
	Стрелец (NGC 6822)	Ir	600	-15	1 500
	Кассиопея (IC 10)	Ir	1250	-17	15 000
	Козерог	Ir	1000	-11	30
	Кит (Вольф — Лундмарк — Меллот)	Ir	1300	-14	300
	Дева	Ir	1000	-11	40
	Лев-A	Ir	1100	-13	400
	Скульптор	Ir	1400	-10	10
	Секстан-A	Ir	1300	-14	1 000

* Ер — необычная (пекулярная) эллиптическая галактика.

рии сверхскопления, находит много подтверждений. Так, было найдено, что соседние с Местной группой галактики 10—13-й величины, входящие в пояс Г., принимают участие во вращательном движении вокруг центрального сгущения — скопления в Деве. Общее число Г. нашего Сверхскопления, исключая карликовые, ок. 20 000, диаметр его ок. 60 Мпк. Его соседями явл. сверхскопления во Льве (на расстоянии 140 Мпк) и в Геркулесе (190 Мпк). Всего пока выявлено ок. 50 сверхскоплений, к-рые слагаются из десятков отдельных крупных скоплений галактик, но наряду с ними существуют и просто скопления галактик, не входящие в коллективы более высокого ранга.

4. Эволюция галактик

Богатство форм звёздных систем может быть объяснено разнообразием условий, в каких они рождались в раннюю эпоху существования Вселенной. По совр. взглядам, на ранней стадии развития Вселенная была заполнена разреженным газом (см. *Модель горячей Вселенной*), к-рый распался затем из-за гравитационной неустойчивости на сгущения, а сгущения в последующем — на отдельные облака различной массы. Одни из облаков имели вращательный момент и центральное сгущение, из них впоследствии образовались спиральные Г., а другие практически не вращались, они положили начало эллип- тич. Г., облака же без значительного

центрального сгущения, но всё же обладавшие вращательным моментом, дали начало неправильным Г. типа Магеллановых Облаков.

Газовые облака-протогалактики, состоявшие из первичного вещества (водорода и гелия), в свою очередь распадались на отдельные сгущения, сжимавшиеся к своим центрам. Скорости этих сгущений были большими (до 250 км/с), располагались они хаотично. Из них возникли звёзды 1-го поколения и шаровые звёздные скопления. Они образовали сферич. звёздные подсистемы в Г. Рой быстрых звёзд и шаровых скоплений, существующий вокруг главного тела нашей современной Галактики, имеет, по-видимому, именно такую природу. После того как в Г. образовались звёзды, дальнейшее развитие Г. должно было пойти по разным направлениям в зависимости от того, массивна или нет галактика (в массивных эволюция идёт быстрее), и от того, как велик вращательный момент галактики. Г. с большим вращательным моментом развились в тип Sc, со средним — в тип Sb, а с небольшим — в тип Sa.

Проследим возможную дальнейшую эволюцию спиральных Г. на примере нашей звёздной системы — Галактики. 1-е поколение звёзд имело разный по длительности век: звёзды малой массы существуют и сейчас, а более массивные (напр., с массами вдвое больше солнечной) быстро прожили свою жизнь. Чем массивнее звезда, тем сильнее сжато вещество в её недрах, выше темп-ра в центральной области и более интенсивно идут там термоядерные реакции (их мощность пропорциональна 15—20-й степени темп-ры). Массивная звезда относительно быстро сжигает имеющийся в ней запас ядерного горючего (водорода) и может окончить жизнь выбросом осн. части своего вещества, обогащённого тяжёлыми элементами, в межзвёздную среду, что фиксируется наблюдателями с Земли как яркая вспышка *сверхновой звезды* (см. *Эволюция звёзд*). Газ, выброшенный звёздами в процессе их эволюции, вместе с газом, не вошедшим в звёзды 1-го поколения, под воздействием тяготения концентрируется преимущественно к галактич. плоскости. В тех местах, где плотность газа оказывается высокой, возникают сначала газовые сгущения, а из них — звёзды нового поколения (см. *Звздооб-*

разование). В этих звёздах содержание тяжёлых элементов выше, чем в звёздах предыдущего поколения.

В настоящее время в нашей Галактике различают неск. подсистем, отличающихся возрастом входящих в них объектов, количеством тяжёлых элементов, характером движения звёзд и распределением их в пространстве (см. *Галактика*). Расположение подсистем как бы иллюстрирует историю эволюции Галактики: межзвёздный газ постепенно сжимался, его пространственное распределение изменялось от сферического к плоскому. Рождавшиеся из него звёзды образовали соответственно сферическую и плоскую звёздные подсистемы Галактики. Сравнительно плотный газ сохранился только в плоской подсистеме, где он больше не сжимается: сжатие препятствует давлению магн. поля и космич. лучей. Чем тоньше подсистема, тем меньше возраст составляющих её звёзд. Молодые звёзды образуются в плоской подсистеме и в настоящее время, поэтому только в плоской подсистеме встречаются горячие массивные звёзды, имеющие, как уже говорилось, довольно короткий «век». Но всё же не весь газ в галактич. плоскости расходуется на образование звёзд. Оставшаяся часть газа сосредоточивается главным образом в спиральных рукавах (см. *Спиральная структура галактик*).

Образование молодых звёзд идёт ещё в центральной области Галактики. К центру Галактики падает газ, не имеющий вращательного момента. Здесь рождаются звёзды 2-го поколения сферич. подсистемы, составляющие ядро Галактики. Но благоприятных условий для образования звёзд-сверхгигантов в ядре не имеется, так как газ распадается на небольшие сгустки. В тех же редких случаях, когда газ передаёт вращательный момент окружающей среде и сжимается в массивное тело — массой в сотни и тысячи масс Солнца, этот процесс не завершается благополучно: сжатие газа не приводит к образованию устойчивой звезды, может произойти *гравитационный коллапс* и возникнуть *чёрная дыра*. Коллапс сопровождается выбросом части вещества из области галактич. ядра (см. *Галактический центр*).

Чем массивнее спиральная Г., тем сильнее тяготение сжимает спиральные рукава, поэтому у массивных Г. рука-

ва тоньше, в них больше звёзд и меньше газа (больше образуется звёзд). Напр., в гигантской туманности M81 видны тонкие спиральные рукава, тогда как в туманности M33, являющейся спиралью средних размеров, рукава значительно шире.

В зависимости от типа спиральные Г. имеют также разные скорости образования звёзд. Наибольшая скорость у типа Sc (ок. 5 $M_{\odot}$ в год), наименьшая — у Sa (ок. 1 $M_{\odot}$ в год). Высокая скорость звездообразования у первых связана ещё, по-видимому, с поступлением газа из галактич. корон.

У эллиптич. звёздных систем эволюционный путь должен быть проще. Вещество в них с самого начала не обладало значительными вращательным моментом и магн. полем. Поэтому сжатие в процессе эволюции не привело такие системы к заметному вращению и усилению магн. поля. Весь газ в этих системах с самого начала превратился в звёзды сферич. подсистемы. В ходе последующей эволюции звёзды выбрасывали газ, к-рый опускался к центру системы и шёл на образование звёзд нового поколения всё той же сферич. подсистемы. Темп звездообразования в эллиптич. Г. должен быть равен скорости поступления газа из проэволюционировавших звёзд, в основном сверхновых звёзд, поскольку истечение вещества из звёзд в эллиптич. Г. незначительно. Годовая потеря газа звёздами в эллиптич. Г. составляет по расчётам $\sim 0,1 M_{\odot}$ на галактику массой $10^{11} M_{\odot}$. Из расчётов также следует, что центральные части эллиптич. Г. из-за присутствия молодых звёзд должны быть голубее, чем периферийные области Г. Однако это не наблюдается. Дело в том, что значит. часть образующегося газа в эллиптич. Г. выдувается горячим ветром, возникающим при вспышках сверхновых звёзд, а в скоплениях Г. — ещё и довольно плотным горячим межгалактич. газом, обнаруженным в последнее время по его рентг. излучению.

Сравнивая количество звёзд разных поколений у большого числа однотипных Г., можно установить возможные пути их эволюции. У более старых Г. наблюдается истощение запасов межзвёздного газа и снижение в связи с этим темпов образования и общего количества звёзд новых поколений. Зато в них много *белых карликов* — сверх-

плотных звёзд малых размеров, представляющих собой одну из последних стадий эволюции звёзд. В этом и заключается старение Г. Следует отметить, что в начале эволюции Г. имели, по-видимому, более высокую светимость, т. к. в них было больше массивных молодых звёзд. Выявить эволюционное изменение светимости Г. можно в принципе сравнивая светимости близких и очень далёких Г., от к-рых свет идёт многие млрд. лет.

Внегалактич. астрономия пока ещё не дала определённого ответа на вопросы, связанные с возникновением скоплений Г., в частности, почему в сферич. скоплениях преобладают эллиптич. и линзообразные системы. По-видимому, из относительно небольших облаков газа, не имевших вращательного момента, образовались сферич. скопления с преобладанием эллиптич. и линзообразных систем, также имеющих малый вращательный момент. А из больших облаков газа, обладавших существенным вращательным моментом, возникли скопления Г., подобные Сверхскоплению в Деве. Здесь было больше вариантов распределения вращательного момента среди отдельных сгустков газа, из к-рых образовались Г., и поэтому в таких скоплениях чаще встречаются спиральные системы.

Эволюция Г. в скоплениях и группах обладает рядом особенностей. Расчёты показали, что при столкновениях Г. их протяжённые газовые короны должны «обдираться» и рассеиваться по всему объёму группы или скопления. Этот межгалактич. газ удалось обнаружить по высокотемпературному рентг. излучению, идущему от скоплений Г. Кроме того, массивные члены скоплений, двигаясь среди остальных, создают «динамическое трение»: своим тяготением они увлекают соседние Г., но в свою очередь испытывают торможение. По-видимому, так образовался Магелланов поток в Местной группе Г. Иногда находящиеся в центре скопления массивные Г. не только «обдирают» газовые короны проходящих через них Г., но захватывают и звёзды «посетителя». Предполагается, в частности, что cD-галактики, обладающие массивными гало, образовали их таким «каннибальским» путём.

По существующим расчётам, через 3 млрд. лет «каннибалом» станет и наша Галактика: она поглотит приближаю-

щееся к ней Большое Магелланово Облако.

5. Радиоизлучение и активность галактик

Среди обнаруженных источников космич. радиоизлучения нек-рые располагаются в нашей Галактике, а многие оказались явно внегалактическими. Осн. источник радиоизлучения в Галактике — межзвёздный газ (преимущественно водород, особенно сильно излучающий на волне $\lambda = 21$ см, см. Радиолиния водорода 21 см). Кроме того, непрерывное тепловое радиоизлучение даёт ионизованный газ, оно особенно велико в газовых эмиссионных туманностях, окружающих горячие звёзды (см. Межзвёздный газ). Наконец, сильными источниками радиоизлучения нетеплового характера (см. Синхротронное излучение) явл. туманности — остатки вспышек сверхновых, а также центральная часть Галактики. Этот тип радиоизлучения вызывается высокоскоростными (релятивистскими) электронами, к-рые, попадая в магн. поле, излучают свет (если энергия электронов и магн. поле достаточно велики) или радиоволны (если магнитное поле слабее).

В спиральных Г. и неправильных Г. типа Магеллановых Облаков также обнаружено радиоизлучение в линии 21 см. Но его не удаётся обнаружить даже у ближайших эллиптических и линзовидных Г. О том, что в их ядрах всё же есть межзвёздный газ, говорят

яркие запрещённые спектральные линии кислорода, но вообще газа в них немного.

Мощность радиоизлучения норм. Г. ниже мощности их оптич. излучения. Г., у к-рых радиосветимость сравнима с оптич. светимостью, были названы радиогалактиками. Излучение радиогалактик имеет нетепловой характер. У радиогалактик умеренной мощности осн. источником радиоизлучения явл. область ядра. Среди них есть Г. с глубокими звездообразными ядрами (N-галактики) и сейфертовские Г. — спиральные Г. с чрезвычайно яркими ядрами (см. Ядра галактик), линейчатые спектры которых указывают на бурные внутренние движения газа — со скоростями 1000—3000 км/с.

Свидетельства бурной активности наблюдаются, напр., в галактике M82 (рис. 8).

Чувствительность совр. радиотелескопов столь высока, что мощные радиогалактики наблюдаются на огромных (космологических) расстояниях (8—10 млрд. световых лет). Ближайшей к нам мощной радиогалактикой явл. двойная галактика Лебедь А (расстояние до неё ≈ 630 млн. световых лет). На фотографиях она выглядит как пара слабых эллиптических Г. 16-й величины, каких видно много. На волне же 75 см, напр., она излучает как яркий объект ($1,2 \cdot 10^{45}$ эрг/с).

Проблема отождествления радиоисточников с видимыми космич. объектами далеко не решена. Не существует

Табл. 2 — Радиоизлучение галактик

Галактики	Оптические данные			Расстояние, Мпк	Радиоизлучение	
	тип	видимая величина	абс. величина		поток на волне 75 см, Ян	мощность радиоизлучения в интервале 30 м — 3 см, эрг/с
Нормальные галактики						
Галактика	Sb	—	—21	—		$4,4 \cdot 10^{38}$
Туманность Андромеды . . .	Sb	4,3	—22	0,69	75	$3,7 \cdot 10^{38}$
Треугольник	Sc	6,2	—19	0,73	4	$8,4 \cdot 10^{36}$
IC 1613	Ir	10,0	—15	0,69	0,8	$1,4 \cdot 10^{36}$
Радиогалактики умеренной мощности						
Дева А	E	9,6	—20,6	12,2	580	$6,5 \cdot 10^{40}$
Кентавр А	E+S	7,9	—20,7	4	2200	$2,7 \cdot 10^{40}$
M82	Ir	9,2	—20,2	2,2	12	$5,1 \cdot 10^{38}$
Мощнейшие радиогалактики						
Лебедь А	E+E	16+16	—22,2	171	4500	$1,2 \cdot 10^{45}$
3C 295	E	21,5	—24	1380	52	$2,7 \cdot 10^{45}$

пока такого внеш. признака, по к-рому можно было бы определить, что из двух близких оптически схожих Г. радиогалактикой является одна из них, а не другая. Для большинства внегалактич. радиоисточников пока вообще не найдено соответствующих им оптических объектов.

В 1963 г. на месте пяти известных радиоисточников были обнаружены объекты особой природы. Их назвали квазизвёздными радиоисточниками (сокращённо квазарами). По совр. представлениям, *квазары* — это активные ядра очень далёких галактик. Число открытых квазаров превышает 1500. Число отождествлённых радиогалактик, т. е. оптически опознанных внегалактич. радиоисточников, достигло двух тыс. Этого всё ещё недостаточно для получения верных представлений об их роли и месте в процессе развития Вселенной. Так, пространственное распределение внегалактич. радиоисточников оказывается крайне равномерным. В то же время оптически исследованные Г. показывают тенденцию к образованию скоплений и сверхскоплений. Это важное различие в распределении внегалактич. объектов ещё предстоит объяснить.

6. Метагалактика

Совокупность Г. всех типов, квазаров, межгалактической среды образует Метагалактику — доступную наблюдениям часть Вселенной. Метагалактика, как и составляющие её системы, имеет специфич. св-ва, особенности структуры и следует собственным закономерностям развития. Красное смещение отражает, по сути дела, одно из важнейших свойств Метагалактики. Смещение линий в спектрах Г. в сторону длинных волн связано с увеличением размеров Метагалактики — «разлётом» скоплений Г. Попытки иначе объяснить красное смещение не удались. Более того, всё новые и новые факты наблюдений, напр. открытие реликтового излучения, получают своё естественное объяснение только при подобном толковании красного смещения.

Из явления расширения Метагалактики вытекает, в частности, что раньше расстояния между Г. и скоплениями Г. были меньше. А если учесть, что сами Г. в ранние эпохи развития были протяжёнными и разреженными газовыми

облаками, то когда-то, миллиарды лет назад, границы этих облаков смыкались, т. е. все они выделялись из первоначально почти однородной газовой среды, находящейся в состоянии быстрого расширения.

Другое важное св-во Метагалактики — закономерность распределения в ней вещества. В Г. сейчас осн. масса вещества сосредоточена в звёздах, и только неск. процентов вещества, гл. обр. в спиральных и неправильных Г., приходится на межзвёздную среду (газ и пыль).

В табл. 3 приведены значения ср. плотности вещества в звёздах, звёздных системах и в Метагалактике.

Т а б л. 3. — Плотность космических объектов

Объекты	Ср плотность, г/см ³
Нейтронные звёзды	10^{14}
Белые карлики	10^6
Солнце	$1,4$
Сверхгиганты (красные) . . .	$5 \cdot 10^{-8}$
Галактика	$2 \cdot 10^{-24}$
Межзвёздная среда	$3 \cdot 10^{-25}$
Скопления галактик	$7 \cdot 10^{-28}$
Метагалактика (оценка) . . .	$7 \cdot 10^{-30}$

Нек-рая часть материи Метагалактики находится в форме излучения и элементарных частиц (см. *Нейтронная астрономия*). Плотность «лучистой» материи составляет менее 10^{-3} от плотности вещества, но плотность, обусловленная элементарными частицами (гл. обр. нейтрино, если они обладают массой покоя), может оказаться достаточно большой и довести плотность материи во Вселенной до критич. значения $\sim 10^{-29}$ г/см³ (см. *Космология*). По мере перехода от Г. к системам Г. всё более высоких степеней организации (группы, скопления, сверхскопления) массы вещества в одинаковых объёмах, намного превышающих размеры сверхскоплений, получаются сравнимыми, а ср. плотность вещества оказывается одного порядка. С гораздо большей точностью однородность Вселенной доказывается по наблюдениям реликтового излучения, интенсивность к-рого одинакова по всем направлениям (см. *Микроволновое фоновое излучение*).

Равномерное распределение материи в масштабах Метагалактики определяет одинаковость св-в материи и простран-

ства во всех частях Метагалактики (однородность) и одинаковость их во всех направлениях (изотропия). Эти важные св-ва Метагалактики характерны, по-видимому, для совр. состояния Метагалактики, однако в прошлом, в самом начале расширения, анизотропия и неоднородность материи и пространства могли существовать. Поиски следов анизотропии и неоднородности Метагалактики в прошлом представляют собой сложную и актуальную задачу внегалактической астрономии, к ре-

шению которой астрономы ещё только подходят.

Лит.: Струве О., Линде Б., Пилланс Э., Элементарная астрономия, пер. с англ., М., 1964; Струве О., Зенбергс В., Астрономия XX в., пер. с англ., М., 1968; Агекян Т. А., Звезды, галактики, Метагалактика, 3 изд., М., 1981; Ефремов Ю. Н., В глубины Вселенной, 2 изд., М., 1977; Псковский Ю. П., Соседи нашей Галактики, М., 1983; На переднем крае астрофизики, пер. с англ., М., 1979; Звезды и звездные системы, М., 1981; Тейлер Р. Дж., Галактики. Строение и эволюция, пер. с англ., М., 1981.

Ю. П. Псковский.

Содержание:

1. Введение	90
2. Наблюдательные основы современной космологии	91
3. Усредненное распределение материи. Законы движения и физические свойства	95
4. Структурность во Вселенной и ее происхождение	103
5. Очень ранняя Вселенная	106

1. Введение

Космология — физ. учение о Вселенной как целом, основанное на наблюдательных данных и теоретич. выводах, относящихся к охваченной астрономич. наблюдениями части Вселенной. Теоретич. фундамент К. составляют осн. физ. теории (теория тяготения, теория эл.-магн. поля, квантовая теория и др.), эмпирические сведения предоставляются ей гл. обр. внегалактической астрономией, а её выводы и обобщения имеют большое общенаучное и философское значение.

Важную роль в К. играет *тяготение*, т. к. именно оно определяет взаимодействия масс на больших расстояниях, характерных для К., а следовательно и динамику космич. материи. Наряду с изучением динамики космич. материи К. рассматривает её совр. физ. св-ва, а также их эволюцию.

Вещество, входящее в состав звёзд, галактик, межгалактич. газа и т. п., в прошлом имело иные св-ва. Оно прошло, согласно совр. космологич. представлениям, стадию чрезвычайно высоких плотностей и темп-р, ещё недоступных экспериментальной физике. Эта стадия отстоит от современной на 10—20 млрд. лет. По-видимому, в то время первичная материя была распределена однородно и изотропно, без выделенных областей или направлений, и находилась в состоянии повсеместного расширения, ведущего к уменьшению плотности и темп-ры. При темп-рах 10^{12} — 10^{11} К характерное время расширения (напр., время уменьшения темп-ры вдвое) составляло тысячные доли секунды. При понижении темп-ры до $\sim 10^{11}$ К плотность материи (включая излучение, частицы и античастицы) должна была уменьшиться до плотности ядерного вещества. С этого момента эволюции становится возможным изучение св-в материи на основе твёрдо установленных ядерной физикой фактов и развитой теории.

Эпоха, соответствующая температуре $T \approx 10^{10}$ — 10^8 К и времени расширения $t \sim 1$ с, явл., вероятно, наиболее ран-

ней, о к-рой есть прямые наблюдательные свидетельства. В ту эпоху должно было происходить образование ядер гелия, дейтерия и др. лёгких элементов из протонов и нейтронов. Содержание этих элементов в совр. космич. веществе согласуется с расчётными значениями, что говорит о космологич. происхождении лёгких элементов (тяжёлые элементы синтезируются в звёздах).

После образования ядер лёгких элементов ($t \sim 100$ с) вещество ещё длительное время (ок. 1 млн. лет) представляло собой плазму. В *термодинамическом равновесии* с плазмой находилось излучение (темп-ра вещества, т. е. протонов, электронов, ядер лёгких элементов, была равна темп-ре излучения, спектр излучения — планковский, см. *Планка закон излучения*). Высокие плотность и темп-ра излучения не позволяли образовываться нейтральным атомам (было много фотонов, способных ионизовать вещество). После снижения темп-ры до $T = 4000$ К электроны смогли присоединиться к ядрам элементов — наступила т. н. эпоха разделения вещества и излучения (не совсем точно, но короче её наз. эпохой рекомбинации). Фотоны перестали активно взаимодействовать с веществом, начали распространяться свободно и наблюдаются сейчас в виде равновесного *микроволнового фоновое излучения* (реликтового излучения).

Вероятно, уже на самых ранних стадиях эволюции Вселенной существовали незначительные отклонения от однородности и изотропии. В послерекомбинационную эпоху возмущения однородности и изотропии стали нарастать благодаря *гравитационной неустойчивости*. Полагают, что именно такие малые возмущения плотности вещества привели в конце концов к образованию наблюдаемой сейчас пространственной структуры в виде галактик и их скоплений.

Совр. Вселенная характеризуется высокой степенью однородности и изотропии лишь в больших масштабах, вклю-

чающих много скоплений галактик, а в меньших масштабах, типичных для отдельных галактик и скоплений, — сильной неоднородностью и анизотропией. По этим причинам К. развивается в двух направлениях. Одно из них, исходя из принципов однородности и изотропии, описывает крупномасштабную структуру совр. Вселенной, её эволюцию и физ. процессы в ранней Вселенной. Второе направление учитывает сколь угодно большие отклонения от однородности и изотропии (его наз. также теорией анизотропной неоднородной Вселенной), оно плодотворно используется при описании развития и образования мелкомасштабной структуры Вселенной.

Теоретич. основой для описания эволюции вещества и гравитац. поля явл.: релятивистская (неквантовая) теория тяготения и квантовая теория вещества и излучения. Первая из них описывает механич. движение материи, вторая — процессы излучения и поглощения света, рождения и аннигиляции частиц и античастиц, ядерные реакции и т. п. Предположение об однородности и изотропии распределения первичной материи находит своё отражение в моделях однородной изотропной расширяющейся Вселенной. Их называют фридмановскими космологич. моделями, поскольку первые модели нестационарной Вселенной были предложены в 1922 г. советским учёным А. А. Фридманом на основе общей теории относительности (теории тяготения) А. Эйнштейна. В этих моделях расширение Вселенной начинается от состояния, характеризующегося бесконечной плотностью вещества (от сингулярности). Св-ва вещества в этом состоянии неизвестны. Существующие теории вещества и гравитац. поля применимы к веществу, плотность к-рого меньше $\rho_{\text{Пл}} = \frac{c^5}{G^2 \hbar} \sim 10^{93} \text{ г/см}^3$, а темп-ра ниже $T_{\text{Пл}} = \frac{1}{k} \cdot \sqrt{\frac{c^5 \cdot \hbar}{G}} \sim 10^{32} \text{ К}$. Эти значения ρ и T носят название планковских. Они получены из фундаментальных физ. постоянных: скорости света c , гравитац. постоянной G , Планка постоянной $\hbar$ и Больцмана постоянной k . Согласно фридмановским космологич. моделям, значения $T_{\text{Пл}}$ и $\rho_{\text{Пл}}$ характерны для Вселенной, имеющей возраст $t \sim t_{\text{Пл}} = \sqrt{G\hbar/c^5} \sim 10^{-43} \text{ с}$. В эту эпоху

физ. условия таковы, что для их описания потребуется ещё не созданная квантовая теория тяготения.

2. Наблюдательные основы современной космологии

Мир галактик. В хорошо исследованной области пространства, на расстояниях до 1500 Мпк, находится неск. миллиардов звёздных систем — *галактик*. Таким образом, наблюдаемая область Вселенной (её наз. также Метагалактикой) — это прежде всего мир галактик. Большинство галактик входит в состав групп и скоплений, содержащих десятки, сотни и тысячи членов. Наша Галактика принадлежит к Местной группе галактик, к-рая в свою очередь примыкает к скоплению галактик с центром в направлении созвездия Девы. Скопление галактик в Деве содержит более тысячи членов и имеет размер $\approx 3 \text{ Мпк}$, расстояние до него $\approx 20 \text{ Мпк}$. Месторасположение нашей Галактики таково, что распределение ближайших галактик выглядит анизотропным — с ярко выраженным превышением числа галактик в направлении Девы по сравнению с числом галактик, наблюдаемых в противоположном направлении. Однако эта анизотропия исчезает по мере перехода к подсчёту всё более слабых и, следовательно, всё более далёких галактик.

С целью выяснения закономерностей пространственного распределения галактик производились подсчёты числа галактик в разных направлениях на небесной сфере и до разной «глубины», т. е. до всё больших видимых звёздных величин. Согласно наблюдениям, для галактик слабее 14-й звёздной величины и вплоть до предельно слабых галактик, доступных совр. телескопам (ок. 24^m), свойственно однородное пространственное распределение. Во всяком случае в объёмах с характерным размером $\sim 100 \text{ Мпк}$, где содержится много скоплений галактик, ср. плотность ρ вещества («размазанного» вещества галактик) практически совпадает со ср. значением ρ по всему исследованному пространству — объёму с радиусом в несколько тыс. Мпк ($\approx 3 \cdot 10^{-31} \text{ г/см}^3$ с возможной погрешностью в неск. раз в ту или другую сторону).

Кроме вещества, образующего звёзды галактик, в Метагалактике есть др.

виды вещества и излучения: нейтральный и ионизованный газ (прежде всего в скоплениях галактик, а также и между скоплениями), пыль, космич. лучи и слабые магн. поля, очень важным компонентом явл. т. н. реликтовое радиоизлучение (см. п. 3). Вклад этих видов вещества и излучения в общую плотность энергии незначителен. Неизвестен вклад в плотность энергии тех видов материи, к-рые слабо взаимодействуют с обычным веществом и, следовательно, трудно поддаются обнаружению. Особенно важным было бы установление плотности энергии *нейтрино* (безмассовых или обладающих массой покоя), а также гравитац. волн. В межгалактич. пространстве могут присутствовать также другие, ещё не обнаруженные или даже пока неизвестные виды материи.

Однородность распределения всех видов материи в Метагалактике подтверждается подсчётами далёких радиоисточников (они равномерно заполняют пространство), малостью пекулярных (т. е. случайных, за вычетом систематических) скоростей галактик, не входящих в группы и скопления, изотропией рентг. фонового излучения, к-рое представляет собой излучение множества дискретных источников. Наконец, наиболее убедительно свидетельствует о крупномасштабной однородности вещества и гравитац. поля высокая степень изотропии реликтового радиоизлучения.

Опираясь на экспериментально установленную однородность пространственного распределения скоплений галактик и др. видов вещества и излучения, К. рассматривает Метагалактику как сплошную среду, имеющую однородную плотность, по величине не меньшую, чем плотность «размазанного» вещества галактик. Такое представление о крупномасштабной структуре Вселенной пригодно, по крайней мере, в качестве первого приближения.

Нестационарность Вселенной. На нестационарность окружающего мира указывает *эволюция звёзд* и звёздных скоплений, процессы типа взрывов и истечения вещества из звёзд и ядер галактик. Нестационарность наблюдаемой части Вселенной проявляется в её расширении, что установлено по систематич. движению далёких галактик.

Спектр. линии в спектрах далёких галактик смещены по сравнению с по-

ложением тех же линий, полученных в лабораторных условиях на Земле, к красному концу спектра. Относительное изменение длины волны спектр. линии (т. н. *красное смещение*)

$$z = (\lambda - \lambda_0)/\lambda_0, \quad (1)$$

где λ_0 — лабораторная длина волны, λ — длина волны смещённой линии в спектре далёкой галактики. Значение z достигает 3,5 для далёких *квазаров*. Красное смещение спектр. линий объясняется *Доплера эффектом*, обусловленным движением источника света в направлении от наблюдателя. При скорости источника света $v \ll c$ относительное изменение частоты $z \approx v/c$. Т. о., по измеренному z можно определить лучевую скорость удаления («разбегания») галактик. Красное смещение, наблюдаемое в спектрах всех далёких галактик для всех направлений на небе, указывает, что галактики удаляются от нашей Галактики и друг от друга. Это движение явл. основным, общим. На него накладываются малые случайные (пекулярные) движения отдельных галактик.

Расширение (нестационарность) Метагалактики было надёжно установлено после того, как амер. астроном Э. Хаббл в 1929 г. вывел из данных наблюдений закон пропорциональности между величиной z и расстоянием до далёкой галактики r (см. *Хаббла закон*):

$$z = Hr/c. \quad (2)$$

Отсюда следует, что чем дальше расположена галактика, тем с большей радиальной (лучевой) скоростью она движется:

$$v = Hr. \quad (3)$$

Коэфф. пропорциональности H наз. *постоянной Хаббла*. Значение H не зависит от направления на небесной сфере и от расстояния до галактики. По совр. оценкам, величина H равна от 50 до 100 км/с на 1 Мпк. Обратная величина имеет размерность времени и равна $t_H = 1/H \approx 10-20$ млрд. лет.

Закон (2) проверен для большого числа галактик, включая самые далёкие из наблюдаемых. Закон (3) более точно выполняется не для отдельных галактик, а для их скоплений, т. к. при этом усредняются случайные скорости отдельных галактик скопления. *Диспер-*

сия скоростей галактик в скоплении может достигать 1000 км/с, однако центры скоплений и групп галактик, а также индивидуальные галактики, не входящие в группы и скопления, подчиняются закону (3) с точностью $\approx 15\%$ (рис. 1). Случайные скорости,

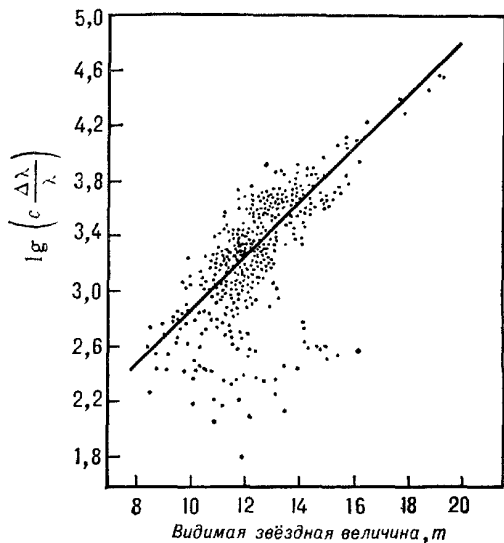


Рис. 1. Пропорциональность логарифма скорости удаления галактик $\lg v = \lg(c \Delta \lambda / \lambda)$ их видимой звёздной величине $m = M + 5 \lg r - 5$, где M — абс. звёздная величина, r — расстояние до галактик, v и c в км/с (закон Хаббла).

дополнительные к общему хаббловскому расширению, не превышают у них, вероятно, 50–100 км/с. Единственным обнаруженным пока систематич. движением, дополнительным к хаббловскому, явл. движение галактик Местной группы в направлении скопления галактик в Деве со скоростью (610 ± 50) км/с.

Важным наблюдаемым фактом явл. отсутствие зависимости постоянной Хаббла H от угловых переменных и от r . Изотропия расширения, т. е. независимость наблюдаемой картины расширения от направления на небесной сфере, рассматриваемая сама по себе, означает сферич. симметрию с центром в точке наблюдения. Отсутствие зависимости H от r означает большее — одинаковость наблюдаемой картины в разных точках наблюдения, т. е. однородность Вселенной. Положение земного наблюдателя ничем не выделено. Наблюдатель может находиться на одной из удаляющихся галактик, и для

него закон расширения также будет описываться ф-лой (3). Действительно, переход к движущейся системе координат с центром в точке A производится по ф-лам: $r' = r - r_A$, $v' = v - v_A$. Относительно новой (штрихованной) системы координат закон (3) имеет вид $v' = v - v_A - Hr - Hr_A - Hr'$, т. е. прежний вид $v' = Hr'$.

Отсутствие выделенных направлений на небесной сфере особенно надёжно подтверждается изотропией темп-ры реликтового радиоизлучения. Фотоны реликтового излучения, приходя к нам, покрывают расстояния, в неск. раз превышающие расстояния до далёких галактик, и при этом темп-ра излучения, определённая для разных направлений, оказывается одинаковой с точностью до десятой доли %.

Следует подчеркнуть, что смещение z , определяемое ф-лой (1), имеет физ. смысл при сколь угодно больших z , однако ему можно сопоставлять скорость удаления v согласно равенству $z = v/c$ только при малых v/c и z , т. е. когда можно пренебречь z^2 по сравнению с z . При $z \geq 1$ пользоваться ф-лой $z = v/c$ нельзя. Напр., некоторые из квазаров имеют $z > 2$. Разумеется, это не означает, что они удаляются от нас со скоростью $> 2c$. Согласно спец. теории относительности, z стремится к бесконечности при стремлении скорости источника к скорости света ($v \rightarrow c$, $\lambda \rightarrow \infty$, $z \rightarrow \infty$). При больших z сказывается также гравитац. смещение спектр. линий, обусловленное гравитац. полем вещества на пути следования света от источника к наблюдателю. Полное описание явления красного смещения даёт релятивистская K . (см. п. 6).

Реликтовое радиоизлучение. Микро-волновое фоновое излучение Вселенной, которое называется также реликтовым излучением, было открыто в 1965 г. амер. астрономами А. Пензиасом и Р. Вильсоном. От излучения звёзд, галактик и др. астрономич. источников реликтовое излучение отличается двумя важнейшими св-вами: угловой изотропией, т. е. одинаковой интенсивностью от всех участков неба, и планковской (равновесной) формой спектра. Его темп-ра $T \approx 3$ К. Для K . важен как сам факт существования фонового радиоизлучения, так и возможность исследования с его помощью физ. процессов во Вселенной и её структуры.

Спектр реликтового излучения хорошо изучен в диапазоне длин волн от 3 мм до 21 см. Интенсивность реликтового излучения в этом диапазоне не зависит от направления на небесной сфере с точностью до десятой доли % (угловая изотропия излучения). Данные об угловой изотропии несколько различаются в зависимости от рассматриваемого углового масштаба. В мелких масштабах (от 3 до $150'$) существуют лишь ограничения на возможную анизотропию в виде неравенства $\delta T/T < 10^{-4}$ (где δT — отклонение темп-ры от равновесного значения T). В масштабе $\approx 30^\circ$ $\delta T/T < (3-5) \cdot 10^{-4}$. Наконец, в больших угловых масштабах обнаружена слабая дипольная анизотропия на уровне $\delta T/T \approx 10^{-3}$. Это различие темп-р однозначно интерпретируется как результат движения Солнечной системы относительно фона реликтового излучения с $v \approx 420$ км/с (см. *Движение Солнца*). Темп-ра реликтового излучения, идущего из области на небесной сфере, в направлении к-рой движется Солнце, несколько выше ср. значения, а из диаметрально противоположной области неба — несколько ниже. Обнаружены даже годовые вариации темп-ры, связанные с движением Земли вокруг Солнца.

Плотность энергии равновесного реликтового излучения составляет $5 \cdot 10^{-13}$ эрг/см³. Излучение с такими характеристиками не может быть излучением звёзд с термоядерными источниками энергии или множества дискретных источников (квазаров и др.), находящихся на космологич. расстояниях. В то же время интерпретация этого излучения как сохранившегося от предшествующей плотной и горячей стадии развития Метагалактики (по этой причине оно и было названо реликтовым) явл. совершенно естественной и согласуется с др. экспериментальными и теоретич. сведениями. Планковский характер спектра фонового излучения согласуется с выводом о его реликтовом происхождении, поскольку в процессе расширения Вселенной излучение со спектром, первоначально соответствовавшим закону Планка, остаётся планковским, уменьшается лишь его темп-ра. Если $R(t)$ характеризует размер к.-л. большого расширяющегося объёма в Метагалактике, то плотность энергии излучения падает с расширением пропорционально R^{-4} , поскольку уменьшается

ср. концентрация фотонов ($\sim R^{-3}$) и энергия (частота) каждого из них ($\sim R^{-1}$). Темп-ра излучения убывает, следовательно, как

$$T \sim R^{-1}. \quad (4)$$

На ранних стадиях расширения Вселенной, в эпоху высоких темп-р, не существовало нейтральных атомов и молекул, т. к. энергия фотонов и теплового движения частиц превышала энергию связи атомов и молекул. По этой причине вещество в целом находилось в состоянии *плазмы*, и равновесный спектр реликтового излучения сформировался благодаря взаимодействию излучения с плазмой. Когда темп-ра плазмы и излучения снизилась до 4000 К, фотоны реликтового излучения уже не могли ионизовать атомы. Электроны присоединились к ядрам атомов, и вещество в массе своей стало нейтральным. С этого периода, к-рый соответствует $z = z_r \approx 1400-1500$, фотоны реликтового излучения распространяются практически свободно. Огромная величина свободного пробега фотонов реликтового излучения (миллиарды световых лет от акта их последнего рассеяния) явл. причиной, по к-рой оно стало эффективным средством исследования крупномасштабной структуры Вселенной.

Химический состав вещества и возраст Метагалактики. Разнообразные методы исследования (спектральный анализ Солнца, звёзд и межзвёздной среды, изучение состава первичных космических лучей, хим. анализ метеоритов и др.) позволяют оценить космич. распространённость хим. элементов. Наиболее распространён простейший элемент — водород. Если распространённость водорода (H) принять за единицу, то относительное содержание атомов гелия (${}^4\text{He}$) составляет $\sim 10^{-1}$, дейтерия (изотопа водорода) ${}^2\text{D} \sim 10^{-5}$. Распространённость др. элементов ещё ниже (см. *Распространённость элементов*). Часто распространённость элементов описывают не числом атомов, а их долей в общей массе космич. вещества. Тогда, согласно наблюдениям, примерно 75% массы приходится на водород и ок. 25% — на гелий. Вклад др. элементов существенно меньше. По совр. представлениям, элементы от ${}^{12}\text{C}$ до ${}^{56}\text{Fe}$ образуются в недрах звёзд на спокойной стадии их эволюции как продукт термоядерных реакций, а бо-

лее тяжёлые элементы — во взрывных процессах типа вспышек сверхновых (см. *Сверхновые звёзды*). Благодаря вспышкам (взрывам) элементы попадают в межзвёздный газ.

Гелий и дейтерий также образуются и сгорают при термоядерных реакциях в звёздах, однако их фактич. распространённость свидетельствует о том, что в основном они имеют космологическое, дозвёздное происхождение. Наблюдаемая распространённость ⁴He слишком высока, чтобы её можно было объяснить только реакциями синтеза в звёздах. Если предположить, что термоядерная реакция превращения водорода в гелий явл. единственным источником светимости звёзд нашей Галактики, то за время $\sim 10^{10}$ лет гелия образовалось бы примерно в 15 раз меньше, чем фактически наблюдается. Кроме того, звёздный гелий не выбрасывается в окружающее пространство, т. к. на стадии образования гелия звёзды не взрываются. Прямые наблюдения гелия (особенно первичного, не являющегося продуктом нуклеосинтеза в звёздах) весьма трудны, однако знаменательно, что разнообразные астрофизич. методы приводят к примерно одинаковому значению относительного содержания гелия, близкому к 25% по массе. Следовательно, большая часть гелия имеет космологич. природу. Что касается дейтерия, то в различных ядерных реакциях ему легче сгореть, чем образоваться. Поэтому наблюдаемая распространённость дейтерия есть, скорее всего, нижний предел его первичного (дозвёздного) содержания. С задачей объяснения распространённости гелия и дейтерия успешно справляется теория ядерного нуклеосинтеза в ранней горячей Вселенной (см. п. 7).

Среди множества элементов в земных породах и космич. веществе есть различные радиоактивные элементы, способные к самопроизвольному распаду. Естественно предположить, что радиоактивные элементы начали возникать вместе с образованием звёзд Галактики в процессах звёздного нуклеосинтеза. Учитывая как скорость образования таких элементов, так и скорость их распада, по совр. относительному содержанию элементов удаётся оценить возраст Галактики (см. *Космохронология ядерная*). По данным о радиоактивном распаде элементов он составляет $\approx (11-13) \cdot 10^9$ лет. К таким же вели-

чинам приводят оценки возраста звёзд на основе теории звёздной эволюции с начальным содержанием гелия $\approx 25\%$ и водорода $\approx 75\%$, а также оценки возраста звёздных шаровых скоплений. Напомним, что характерное «хаббловское» время $t_H \sim (10-20) \cdot 10^9$ лет.

Т. о., из всей совокупности данных — расширения Метагалактики, существования реликтового излучения с планковским спектром, определений возраста различных астрономич. систем — с большой достоверностью следует, что $10-20$ млрд. лет назад во Вселенной начались важнейшие процессы, развитие к-рых привело к появлению наблюдаемой ныне структуры Вселенной. Более детальное описание этих процессов и эволюции Вселенной — задача физ. К., учитывающей влияние сил тяготения на динамику вещества.

3. Усреднённое распределение материи. Законы движения и физические свойства

Ньютоновские космологические модели. Свойства однородности и изотропии, к-рыми обладает совр. Вселенная в больших масштабах, позволяют рассмотреть ограниченную сферически-симметричную область, заполненную веществом, в качестве «типичной» и применить для её описания законы нерелятивистской механики и законы тяготения Ньютона.

Для вывода ур-ний, описывающих однородную изотропную и нестационарную систему тяготеющих тел (космологич. модель), предположим, что в начальный момент времени вещество распределено однородно в объёме сферич. формы. Пусть радиальные скорости частиц подчиняются соотношению $v = Hr$, где $H > 0$, т. е. вещество расширяется. Величина H не зависит от пространственных координат и должна убывать с течением времени. Действительно, даже при движении по инерции, т. е. без учёта тормозящего действия гравитации, когда скорость частицы v остаётся постоянной вдоль траектории, r увеличивается со временем t , и, следовательно, H убывает обратно пропорционально t . Влияние гравитации понижает скорость расширения, т. к. взаимное притяжение частиц вещества внутри рассматриваемой сферы тормозит расширение. Поэтому зависимость H от t сложнее (она будет получена ниже).

Если в начальный момент времени положение к.-л. частицы характеризовалось значением r_0 , то в дальнейшем оно изменяется по закону $r(t) = r_0 R(t)$. Поскольку $v = dr/dt = H(t)r$, то $H(t) = (1/R) \cdot dR/dt$. Для определения зависимостей $R(t)$ и $H(t)$ в явном виде можно использовать законы сохранения массы и полной (механической) энергии для рассматриваемого объёма. При расширении вещества плотность ρ со временем падает, но масса шара $\mathcal{M}$ остаётся неизменной:

$$\mathcal{M} = \rho \cdot \frac{4}{3} \pi r^3 = \text{const.} \quad (5)$$

Это ур-ние можно записать также в виде

$$\rho R^3 = \text{const.} \quad (6)$$

У элемента объёма единичной массы, в частности у элемента, находящегося на границе шара, как у тела, летящего вверх в поле тяготы Земли, кинетич. энергия уменьшается, а потенциальная энергия увеличивается. Сумма же их — полная энергия $\mathcal{E}$ — остаётся постоянной:

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2} \left(\frac{dr}{dt} \right)^2 - \frac{G\mathcal{M}}{r} = \text{const} \quad (7)$$

(потенциальная энергия отрицательна). Константу в ур-нии (7) можно записать в виде: $-kr_0^2 c^2/2$, где k — постоянная, характеризующая полную (механическую) энергию элемента объёма единичной массы. Используя (5), ур-ние (7) можно переписать в виде:

$$\frac{3\kappa c^2}{8\pi G R^2} = \rho - \frac{3H^2}{8\pi G} = \rho - \frac{3}{8\pi G} \left(\frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dt} \right)^2 \quad (8)$$

Ур-ния (6), (8) с условием $R = 1$ при $t = t_0$ и при известных $\rho_0 = \rho(t_0)$ и $H_0 = \left(\frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dt} \right)_{t_0}$ полностью определяют $R(t)$ и, следовательно, все динамич. св-ва модели.

В ур-ния (6) и (8) размер шара (макс. величина из всех начальных значений r_0) не входит. Это означает, что ур-ния остаются одинаковыми как для сколь угодно малого шара, так и для сколь угодно большого. Поэтому можно предположить, что они имеют место и для бесконечного пространства, равномерно заполненного веществом.

Качественно эволюцию модели можно рассматривать и не интегрируя си-

стему ур-ний (6) и (8). Характер движения любого элемента объёма зависит от его полной энергии. Если $k < 0$, то полная энергия положительна (кинетич. энергия больше потенциальной) и выделенный элемент всё время будет удаляться от центра симметрии. Следовательно, при $k < 0$ вещество будет расширяться неограниченно. Если $k > 0$, то полная энергия отрицательна и расширение вещества через нек-рое время затормозится и сменится сжатием. Случай $k = 0$ явл. промежуточным: расширение будет неограниченным, но скорость каждой частицы асимптотически стремится к нулю при $t \rightarrow \infty$.

Согласно ур-нию (8), знак k и, следовательно, характер движения материи определяются знаком разности $\rho - \rho_c$, где $\rho_c = 3H^2/8\pi G$. Величину ρ_c называют критическим значением плотности. Если $\rho > \rho_c$, то расширение через нек-рое время прекратится и сменится сжатием; при $\rho \leq \rho_c$ расширение будет продолжаться неограниченно долго. Величина ρ_c , так же как и ρ , меняется в ходе расширения, однако знак разности $\rho - \rho_c$ остаётся неизменным.

Интегрируя систему ур-ний (6), (8), можно найти зависимость R от t . В простейшем случае ($k = 0$) из ур-ний (6) и (8) следует:

$$R(t) = (6\pi G \rho_0)^{1/3} t^{2/3}, \quad \rho(t) = \frac{1}{6\pi G t^2}, \quad H(t) = \frac{2}{3t},$$

причём начало отсчёта времени выбрано так, чтобы $R = 0$ при $t = 0$. Возможные типы поведения $R(t)$ при разных k приведены на рис. 2.

Выше были использованы законы классич. механики и ньютоновской гравитации. Они содержатся в качестве предельного случая в ур-ниях спец. и общей теории относительности. Поэтому следует ожидать (и это действительно имеет место), что классич. описание поведения вещества в не слишком большой области пространства и на не слишком большом интервале эволюции будет совпадать с релятивистским. Более того, в силу однородности космологич. модели такая область может быть выбрана в любом месте бесконечного пространства. Следовательно, классич. физика применима к огромному кругу явлений, рассматриваемых К. Однако законы классич. физики не дают возможности описать

св-ва космологич. модели на предельно больших расстояниях, к-рыми, собственно, и интересуется К. Для этих целей необходима релятивистская теория тяготения.

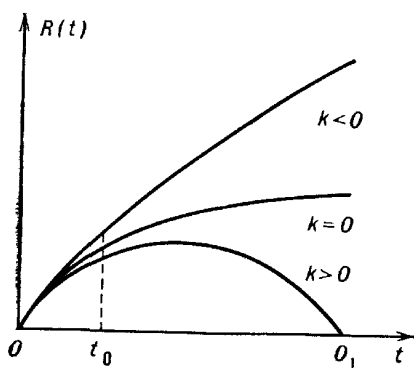


Рис. 2. Изменение во времени относительного расстояния между телами (масштабного фактора) R для модели однородной изотропной Вселенной: $k < 0$ ($\rho < \rho_c$) — случай неограниченного (гиперболического) расширения; $k = 0$ ($\rho = \rho_c$) — случай неограниченного (параболического) расширения, но скорость расширения постепенно уменьшается; $k > 0$ ($\rho > \rho_c$) — случай ограниченного расширения, расширение сменяется сжатием; на кривой имеются две особые точки (сингулярности) O и O_1 ; t_0 — современная эпоха.

Релятивистская теория тяготения и космологические решения Фридмана. Нерелятивистская физика рассматривает пространство и время как «арену», на к-рой разыгрываются физ. процессы; она не связывает воедино пространство и время. Специальная (частная) теория относительности объединила пространство и время в единый четырехмерный мир — «пространство-время». Следующий шаг был сделан в релятивистской теории тяготения Эйнштейна — общей теории относительности (ОТО). Согласно ОТО, распределение и движение материи изменяют геометр. св-ва пространства-времени и, с другой стороны, сами зависят от них.

Важной геометр. характеристикой пространства явл. его кривизна. Так, сфера представляет собой двухмерное пространство (поверхность) с пост. положительной кривизной.

Трёхмерные и четырёхмерные искривлённые пространства также характеризуются набором величин, описывающих кривизну, причём в разных точках и по разным (двухмерным) нап-

равлениям она, вообще говоря, различна и может иметь любой знак. Согласно теории Эйнштейна, гравитац. поле проявляется как искривление пространства-времени. Чем значительнее кривизна пространства-времени, тем сильнее гравитац. поле.

Ур-ния гравитац. поля в ОТО представляют собой систему десяти ур-ний. Они связывают величины, к-рые характеризуют геометр. св-ва пространства-времени, с величинами, описывающими распределение и движение материи. Геометрические св-ва определяются десятью компонентами метрич. тензора (гравитац. «потенциалами») и их производными до 2-го порядка. В число величин, описывающих состояние материи, входят: плотность массы (одна величина), её импульс, или поток массы (3 величины), и поток импульса, или натяжения (6 величин). Т. о., в отличие от теории тяготения Ньютона, в к-рой есть один потенциал гравитац. поля, зависящий от единственной величины — плотности массы, в теории Эйнштейна гравитац. поле описывается десятью «потенциалами» и может создаваться не только плотностью массы, но также потоком массы и потоком импульса (см. *Тяготение*). Релятивистская К. вслед за релятивистской теорией тяготения отказывается от нек-рых понятий классич. физики и вводит новые, свои. Так, утрачивает смысл понятие существующей всегда и повсеместно инерциальной системы отсчёта, относительно к-рой описывают гравитац. поле и движение вещества в нерелятивистской (ньютоновской) К. Вместе с тем вводится понятие кривизны пространства-времени и понятие локально-инерциальной системы отсчёта. В локально-инерциальной системе отсчёта наиболее ясно проявляется тот факт, что в малых областях искривлённое пространство-время мало отличается от плоского пространства-времени, где справедливы законы спец. теории относительности.

Первую космологич. модель попытался построить Эйнштейн на основе своих ур-ний. Он исходил из предположений об однородности и изотропии, наряду с предположением о неизменности св-в космологич. модели во времени. Статичность модели достигалась за счёт введения в ур-ния Эйнштейна т. н. космологич. члена (Λ -члена), ха-

рактизирующего действие гипотетич. сил отталкивания, способных противостоять силам тяготения. А. А. Фридман показал в 1922 г., что статический мир Эйнштейна явл. лишь частным решением гравитац. ур-ний для однородных и изотропных моделей, а в общем случае решения зависят от времени. Более того, если не вводить Λ -члена, то решения обязаны быть зависящими от времени. Поскольку эти решения описывают усреднённое распределение вещества в Метагалактике, то отсюда следует вывод о её нестационарности. В отсутствие градиентов давления и любых др. сил, противостоящих тяготению, статичность системы невозможна. Её поведение определяется силами притяжения и начальными условиями. Начальные условия могут быть заданы так, что начальное расширение будет либо продолжаться неограниченно долго, либо сменится в конце концов сжатием. Нестационарные решения ур-ний Эйнштейна, основанные на постулатах однородности и изотропии, наз. фридмановскими решениями или фридмановскими космологич. моделями.

При выводе соответствующих ур-ний наблюдаемое распределение галактик и межгалактич. вещества заменяют идеализированной сплошной средой с плотностью ρ и давлением p . Связь между p и ρ устанавливается ур-нием состояния, к-рое на отдельных участках изменения ρ и p принимают в виде $p = \alpha \rho c^2$, где $\alpha = \text{const}$. Напр., для пылевидного вещества $p = 0$ ($\alpha = 0$), для излучения $p = 1/3 \rho c^2$ ($\alpha = 1/3$). Для удобства анализа протекающих процессов выбирают т. н. сопутствующую систему координат, т. е. систему координат, к-рая сама деформируется, а вещество относительно неё не движется. В сопутствующей системе координат все «потенциалы» гравитац. поля (компоненты метрич. тензора) определяются через единственную неизвестную ϕ -цию $R(t)$, к-рая играет роль общего масштаба фактора. Она указывает закон, по к-рому меняется со временем расстояние между точками, имеющими пост. значения сопутствующих координат. Элементы среды имеют неизменную разность сопутствующих координат и разделены постоянным интервалом dl , а физ. расстояние $dL(t)$ между этими элементами среды изменяется со

временем по закону $dL(t) = R(t)dl$. Кривизна трёхмерного пространства также определяется ϕ -цией $R(t)$. Кривизна при нек-ром $t = t^*$ равна $k/R^2(t^*)$, где значениям $k = +1, 0, -1$ соответствует положительная, нулевая и отрицательная кривизна. При $k = +1$ объём трёхмерного пространства конечен и в каждый момент времени выражается ϕ -лой $V = 2\pi^2[R(t)]^3$.

В релятивистской К. изменение z частоты света, испущенного в момент времени t с частотой ν и принятого в момент времени t_0 с частотой ν_0 (см. Красное смещение), выражается ϕ -лой:

$$z = \frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} = \frac{R(t_0)}{R(t)} - 1. \quad (9)$$

Для описания эволюции космологич. модели необходимо знать ϕ -цию $R(t)$. Она определяется ур-ниями Эйнштейна. Если считать $\Lambda = 0$, то ур-ния Эйнштейна можно привести к двум независимым ур-ниям:

$$\rho R^3 (1 - \alpha) = \text{const}, \quad (10)$$

$$\frac{3kc^2}{8\pi GR^2} = \rho - \frac{3H^2}{8\pi G}. \quad (11)$$

Их следствием явл. ур-ние

$$\frac{d^2 R}{dt^2} = -\frac{4\pi G}{3} R \rho (1 + 3\alpha), \quad (12)$$

явно указывающее на роль давления в создании гравитац. поля ($p = \alpha \rho c^2$). В этих ур-ниях «постоянная» Хаббла $H(t)$ определена как

$$H(t) = \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dt}. \quad (13)$$

Именно эта величина входит в закон красных смещений, аналогичный (2) (см. ниже).

Удобно ввести параметр $\Omega = \rho/\rho_c$. При известном значении α ϕ -ция $R(t)$ полностью определяется значениями величин Ω и H в к.-л. момент времени. В настоящее время наблюдается расширение Вселенной. Характер дальнейшей эволюции зависит от величины Ω . Если $\Omega \leq 1$, то расширение будет продолжаться неограниченно долго, если $\Omega > 1$, то оно сменится сжатием. Величина Ω определяет также, согласно (11), знак k , т. е. знак кривизны пространства сопутствующей системы отсчёта. Для совр. эпохи $\rho_c \approx 5 \cdot 10^{-30}$ г/см³ при $H = 50$ км/(с·Мпк). Из подсчётов числа галактик (а также по данным о распространённости дейтерия)

следует, что $\rho < \rho_c$ и $\Omega \approx 0,03 - 0,06$. Это значение соответствует открытому миру ($k = -1$) и неограниченному расширению Метагалактики. Однако во Вселенной могут присутствовать не обнаруженные ещё виды материи, дающие свой вклад в плотность ρ (см. *Скрытая масса*). На основании всех имеющихся сейчас наблюдательных и теоретич. сведений полагают, что Ω_0 весьма близок к 1, так что $k \approx 0$.

В случае $\alpha = 0$, т. е. $p = 0$, релятивистские ур-ния (10) и (11) совпадают по форме с нерелятивистскими (6) и (8). Следует помнить, что интерпретация входящих туда величин и соотношений, вытекающих из этих ур-ний, совпадает с нерелятивистской лишь для не слишком протяжённых областей и промежутков времени. Однако К. интересуется именно случаем максимально больших расстояний и промежутков времени. Т. о., совр. К. по необходимости явл. релятивистской.

В частности, ф-ла (2) для связи расстояния и красного смещения оказывается лишь линейным по z членом разложения точной ф-лы (9). При малых z под величиной r в (2) можно понимать обычное расстояние в евклидовом пространстве. При измерениях внегалактич. расстояний чаще всего используют связь между истинной светимостью объекта I и видимым потоком излучения i либо связь между его истинным диаметром D и видимым угловым диаметром ϑ . В соответствии с этим существуют понятия фотометрического расстояния $r_{\text{ф}} = \left(\frac{I}{4\pi i}\right)^{1/2}$ и рас-

стояния по угловому диаметру $r_{\text{у}} = D/\vartheta$, причём $r_{\text{ф}} = (1+z)^2 r_{\text{у}}$ (см. *Расстояния до космических объектов*). В евклидовом пространстве и для неподвижного источника $r = r_{\text{ф}} = r_{\text{у}}$. В релятивистской К. эти равенства выполняются приближённо, тем точнее, чем меньше z . Пользуясь, напр., фотометрич. расстоянием, можно вывести связь $r_{\text{ф}}$ с z , доступную проверке в наблюдениях далёких галактик и, с др. стороны, позволяющую судить о параметрах космологич. модели.

С учётом квадратичных по z членов вместо закона (2) из (9) получают приближённую ф-лу

$$r_{\text{ф}} = \frac{1}{H} \left[cz + \frac{1}{2c} (1-q)(cz)^2 + \dots \right],$$

где $q = \frac{1}{2} \Omega (1 + 3\alpha)$ — т. н. параметр замедления, определяющий скорость торможения расширяющейся Вселенной в рассматриваемой модели.

К сожалению, имеющихся наблюдательных данных недостаточно для получения точной зависимости $r_{\text{ф}}(z)$ и надёжного определения величины Ω . Хотя в совр. эпоху α мало и им можно пренебречь, главная неопределённость связана с тем, что расстояние $r_{\text{ф}}$ определяют по видимым светимостям объектов в предположении, что их истинные светимости известны. Однако для далёких объектов, наблюдаемых на ранней фазе их развития, существенным явл. неизвестный фактор эволюции — зависимость светимости от времени. Т. о., определение параметра Ω из наблюдений зависит от неизвестного фактора эволюции.

В релятивистской К. эволюция модели определяется не только плотностью ρ , но и давлением p , т. к. давление (поток импульса материи), согласно ОТО, «весит» — обладает способностью создавать гравитац. поле [см. ур-ние (12)]. В прошлом, когда вклад реликтового излучения в полную плотность материи был доминирующим, давление определялось излучением: $p = \frac{1}{3}\rho c^2$. Конечно, положительное давление не могло вызвать наблюдаемого расширения Метагалактики, поскольку оно, в силу своего гравитац. воздействия, не ускоряет расширение, а, наоборот, замедляет его. Качественно зависимость $R(t)$ при $p > 0$ имеет тот же характер, что и при $p = 0$ (рис. 2). Следует отметить, что сейчас обсуждаются теоретич. модели, согласно к-рым состояние материи в очень далёком прошлом соответствовало значению $p < 0$, и тогда характер эволюции $R(t)$ существенно меняется (см. *Модель инфляционной Вселенной*).

Вероятно, самым значит. св-вом однопородных изотропных моделей явл. ограниченность их эволюции во времени и наличие особых (сингулярных) состояний, в к-рых $R(t)$ обращается в нуль, а плотность материи — в бесконечность. Одно время считали, что наличие сингулярностей явл. следствием упрощающих задачу предположений об однородности и изотропии Вселенной. Однако теоретич. исследования ур-ний Эйнштейна, проведённые в последние два десятилетия, указывают на

то, что сингулярности явл. общим св-вом решений этих ур-ний при выполнении нек-рых дополнительных предположений о св-вах материи. Конечно, вблизи сингулярности решения классич. ур-ний неприменимы, там должны проявляться квантовые св-ва гравитац. поля.

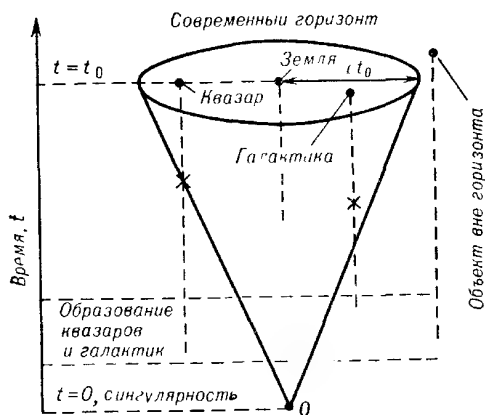


Рис. 3. Изменение расстояния до горизонта во Вселенной со временем.

Ограниченность эволюции во времени приводит к понятию возраста Вселенной. В простейшей модели с $k=0$, $p=0$ из ур-ний (10) и (11) с учётом (13) следует: $t_0 = \frac{2}{3} H_0^{-1}$, т. е. от сингулярности до совр. эпохи прошло время $t_0 \approx 13 \cdot 10^9$ лет.

Конечность времени, протекшего с момента сингулярности, приводит к существованию т. н. космологического горизонта (или, просто, горизонта) во Вселенной. Действительно, любые сигналы, распространяющиеся с предельной скоростью, равной скорости света, успевают прийти к наблюдателю к моменту t_0 с конечного расстояния. Макс. расстояние (расстояние до горизонта) определяется тем, что сигнал был испущен при $t=0$ (рис. 3). При этом смещение частоты сигнала, испущенного при $t=0$ и принятого в момент t_0 , согласно ф-ле (9), обращается в бесконечность ($v_0 \rightarrow 0$, $z \rightarrow \infty$). Наряду с возрастом t_0 теория рассматривает характерный размер, по порядку величины совпадающий с ct_0 , к-рый определяет область пространства, принципиально доступную наблюдениям к моменту времени t_0 . С течением времени эта область, оче-

видно, увеличивается. Космологический горизонт указывает, т. о., масштаб, к-рый надо иметь в виду, говоря о крупномасштабной структуре Вселенной. В настоящее время $ct_0 \approx c/H_0 \approx \approx 6000 \text{ Мпк} \approx 2 \cdot 10^{28} \text{ см}$ [при $H_0 = \approx 50 \text{ км/(с·Мпк)}$]. Совр. астрономич. наблюдения, если сюда включать и наблюдения реликтового радиоизлучения, распространяющегося свободно с эпохи $z = z_r$, охватывают значительно больше половины всего доступного (в принципе) для наблюдений объёма пространства.

Физические процессы в горячей Вселенной. Фридмановские космологич. модели явл. основой для расчёта физ. процессов, протекавших на различных стадиях эволюции Вселенной. Совр. плотность энергии реликтового излучения такова, что в 1 см^3 присутствует примерно 500 фотонов со ср. энергией $\sim 10^{-15}$ эрг. Ср. плотность обычного вещества $\rho \approx 3 \cdot 10^{-31} \text{ г/см}^3$ определяется барионами (гл. обр. протонами и нейтронами) с массой ок. 10^{-24} г . Часть протонов представляет собой ядра водорода, остальные протоны связаны с нейтронами в ядрах ^4He и др. элементов, свободных нейтронов нет. Т. о., на каждый барион приходится $\sim 10^9$ фотонов. Отношение числа фотонов n_γ к числу барионов n_b в ед. объёма явл. важным безразмерным параметром: $s \approx n_\gamma/n_b \approx 10^9$. Большое значение величины s позволяет называть Вселенную горячей. Сейчас плотность энергии излучения в ней мала, а темп-ра реликтового излучения низка, но в прошлом (на ранних стадиях расширения при $T > 10^4 \text{ К}$) плотность энергии излучения была доминирующей. В таких условиях зависимость $T(t)$ [как вытекает из ур-ний (10) и (11) при $\alpha = 1/3$, см. также (4)] определяется ф-лой

$$T = 10^{10} / \sqrt{t}$$

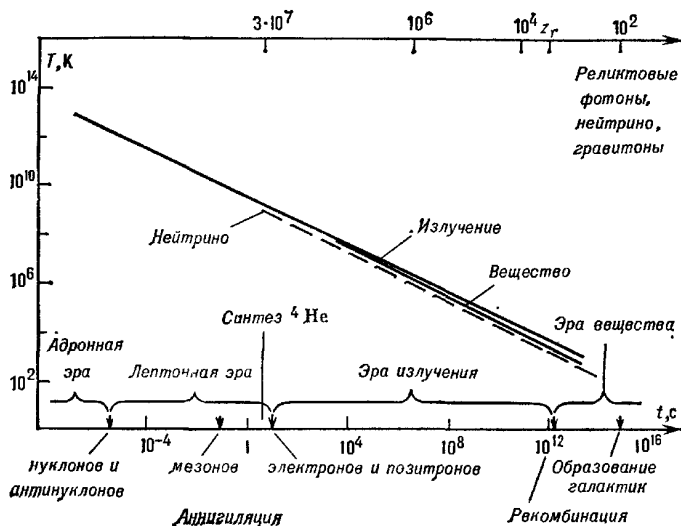
(T — в кельвинах, t — в секундах).

В горячей Вселенной при малых t существовала эпоха столь высоких темп-р, что энергии тепловых фотонов было достаточно для рождения пар всех известных частиц и античастиц. Частицы к.-л. сорта, обладающие массой покоя, рождаются и исчезают, если энергия фотонов превышает энергию покоя данного сорта частиц. Между различными сортами частиц для каждого значения темп-ры существует свой

равновесное соотношение. Это соотношение, если его не было, устанавливается не сразу. Время, требуемое для установления равновесия, вообще говоря, тем меньше, чем выше температура и плотность среды. По мере расширения Вселенной температура снижается и условия протекания реакций рождения и аннигиляции пар частиц изменяются. Если интер-

При столь высоких темп-рах несколько иначе определяется параметр s : в ф-ле $s \approx n_\gamma/n_b$ следует заменить n_b на разность чисел барионов и антибарионов. Однако во всех процессах, протекающих на

Рис. 4. Эволюция вещества и излучения в модели горячей Вселенной. По нижней горизонтальной оси отложено время с момента сингулярности, по верхней — соответствующие значения красного смещения z , по вертикальной оси — температура.



вал температур, при которых протекали реакции определённого типа, Вселенная проходила за небольшой промежуток времени, то равновесие поддерживалось только при условии, что время протекания реакции было меньше характерного времени расширения. В противоположном случае данный сорт частиц, обладающих массой покоя, выходит из равновесия. После этого некоторое число пар таких частиц аннигилирует, а те из оставшихся частиц, которые являлись нестабильными, способными к самопроизвольному распаду, распадаются с течением времени по экспоненциальному закону. В зависимости от темп-ры и сортов частиц, находящихся при данной температуре в равновесии с излучением, выделяют определённые эпохи (эры) в эволюции Вселенной (рис. 4): адронная, лептонная и др. (см. *Адроны, Лептоны*).

При $T \sim 10^{13} \text{ K}$ протекают реакции рождения и уничтожения пар нуклонов (протонов, нейтронов) и антинуклонов, мезонов, электронов и позитронов, нейтрино и антинейтрино, а также др. устойчивых и неустойчивых частиц (о состоянии вещества при более высоких температурах см. в разделе 5).

этой и более поздних стадиях эволюции, разность чисел барионов и антибарионов (барионный заряд) сохраняется (см. *Барионная асимметрия Вселенной*), поэтому и в те времена значение s составляло $\sim 10^9$. По мере понижения темп-ры примерно до $5 \cdot 10^{12} \text{ K}$ прекращается реакция рождения фотонами нуклон-антинуклонных пар, и, следовательно, они выходят из равновесия. Нуклоны и антинуклоны в основном аннигилируют, остаются только избыточные нуклоны, для которых не хватило античастиц. Число избыточных нуклонов составляет ничтожную часть ($\sim 10^{-9}$) общего количества нуклонов и антинуклонов эпохи их равновесия. Именно эти избыточные нуклоны образуют основу вещества современной Вселенной. Если бы не было этого небольшого числа избыточных нуклонов, то мир был бы сейчас практически «пустым».

При $T \approx 2 \cdot 10^{10} \text{ K}$ электронные нейтрино перестают эффективно взаимодействовать с частицами. Поскольку нейтрино стабильны и очень слабо взаимодействуют с веществом, мир для них оказывается практически прозрачным и плотность их энергии уменьшается только из-за расширения Вселенной. К настоящему времени темп-ра космо-

логич. нейтринного газа (реликтовых нейтрино) должна быть ок. $2K$, а его плотность — число нейтрино в 1 см^3 — $N_{\nu} \tilde{\nu} \approx 450$ (учитываются электронные ν_e , мюонные ν_μ и тау-нейтрино ν_τ и антинейтрино). Пока ещё не разработаны методы обнаружения космологич. нейтрино.

Согласно данным новейших экспериментов, у нейтрино, возможно, имеется масса покоя ($m_\nu \approx 5 \cdot 10^{-32} \text{ г}$). Если эти данные подтвердятся, то это будет означать, что нейтрино становятся нерелятивистскими незадолго до эпохи рекомбинации, а их нынешняя плотность массы может в десятки раз превосходить плотность непосредственно наблюдаемого вещества и даже достигать критич. значения ρ_c , т. е. вклад нейтрино в ср. плотность вещества Вселенной может составить $\sim m_\nu \cdot N_{\nu} \tilde{\nu} \approx 2 \cdot 10^{-29} \text{ г/см}^3$.

Соотношение между числом протонов и нейтронов в ранней Вселенной определяется разностью их масс $\Delta m = m_n - m_p > 0$ ($\Delta mc^2 = 1,3 \text{ МэВ}$) и темп-рой. Вначале их было примерно поровну за счёт быстрого превращения нейтронов в протоны и обратно по реакциям $e^+ + n \rightarrow p + \tilde{\nu}$ и $\nu + p \rightarrow n + e^+$. Затем число нейтронов снижается в соответствии с ф-лой, определяющей равновесие между нейтронами и протонами в зависимости от темп-ры (а следовательно, и времени с начала расширения): $n_n/n_p \sim \exp(-\Delta mc^2/kT)$. К моменту $T \approx 5 \cdot 10^9 \text{ К}$ отношение n_n/n_p стабилизируется на уровне $\approx 0,2$. При снижении T до $(1-2) \cdot 10^9 \text{ К}$ начинается период активного ядерного синтеза, длящийся неск. секунд ($t \approx 1-3 \text{ с}$). Выжившие нейтроны и равное им количество протонов соединяются и образуют ядра ${}^4\text{He}$ (рис. 5). Согласно расчётам, на ядра ${}^4\text{He}$ приходится ок. 25% общей массы нуклонов. Остальные 75% массы приходится на оставшиеся протоны (ядра водорода). Др. элементов образуется исчезающе мало. Напр., доля первичного дейтерия составляет не более 0,01% от общей массы вещества. Содержание дейтерия очень чувствительно к значению средней плотности вещества (барионов). Чем выше плотность вещества, тем большая доля дейтерия сгорает и превращается в ${}^4\text{He}$. Наблюдаемое космическое обилие дейтерия косвенно свидетельствует о довольно низкой современной сред-

ней плотности вещества (барионов) $\rho \approx 3 \cdot 10^{-31} \text{ г/см}^3$.

После стадии термоядерных реакций темп-ра вещества ещё настолько высока, что оно находится в состоянии плазмы ещё $\sim 1 \text{ млн. лет}$, вплоть до периода рекомбинации ($T \sim 4000 \text{ К}$), когда протоны присоединяют электроны и превращаются в нейтральный водород. Несколько раньше образуется

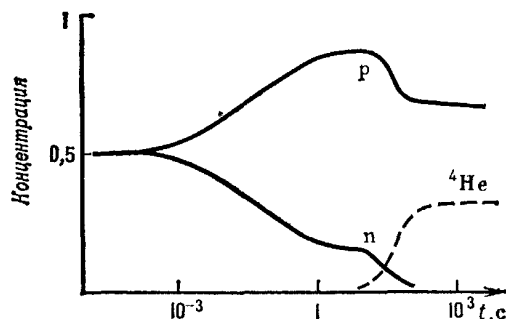


Рис. 5. Изменение со временем соотношения между количеством протонов p и нейтронов n и образование ${}^4\text{He}$, заканчивающееся через $t \approx 100-200 \text{ с}$ после начала расширения.

нейтральный гелий. Из этих первичных водорода и гелия, находившихся в газообразном состоянии, в дальнейшем, как полагают, образовались первые звёзды и галактики. Может показаться, что расчёт состояний вещества для эпох, составляющих доли секунд и секунды от момента сингулярности во фридмановских космологических моделях, по меньшей мере ненадёжен. Это впечатление складывается потому, что возраст Вселенной и даже Земли оценивается грандиозно большими числами — миллиардами лет. Однако расчёты в рамках модели горячей Вселенной основаны на весьма общих предположениях. Одним из них явл. предположение, что осн. законы физики (законы термодинамики, законы сохранения электрич. и барионного зарядов и др.) применимы до темп-р $\sim 10^{12} - 10^{13} \text{ К}$ и плотностей $\sim 10^{15} \text{ г/см}^3$, превышающих плотность ядерной материи. Второе осн. предположение состоит в применимости к той эпохе однородных изотропных космологических моделей. Знаменательно, что эти естественные предположения согласуются с имеющимися экспериментальными данными.

4. Структурность во Вселенной и её происхождение

Малые отклонения от однородности и изотропии. Свойства однородности и изотропии, как показывают наблюдения, присущи Метагалактике в больших масштабах, намного превышающих размеры галактик и их скоплений (см. *Галактики*). Данные наблюдений не противоречат представлению о том, что и в далёком прошлом, в эпоху, когда вещество существовало в виде плазмы, условия однородности и изотропии, характерные для фридмановской космологич. модели, выполнялись с большой точностью. С этих позиций совр. гигантские неоднородности в виде галактик и их скоплений следует рассматривать как результат развития весьма малых по амплитуде начальных возмущений, существовавших в прошлом.

Развитие возмущений в однородном веществе впервые изучал ещё в начале 18 в. И. Ньютон, а затем в 20 в. англ. физик Дж. Джинс. Джинс использовал классич. ур-ния гидродинамики и ньютоновской теории тяготения. Он рассмотрел малые возмущения плотности, скорости и гравитационного потенциала в неподвижном и равномерно распределённом веществе. Возмущения удобно представлять в виде совокупности волн и характеризовать масштаб возмущения соответствующей длиной волны. Если в среде (газе, плазме) возникло сгущение, то гравитац. силы будут стремиться его увеличить, а силы упругости будут стремиться расширить среду и вернуть её в исходное состояние. Под действием этих противоположно направленных сил среда либо придёт в колебательное движение (в любой её точке плотность будет то превышать ср. значение, то становиться меньше его), либо будет испытывать монотонное движение. Характер движения зависит от соотношения между длиной волны возмущения и некоторым критическим масштабом, называемым джинсовской длиной волны $\lambda_{дж}$. Эта величина зависит от параметров среды: $\lambda_{дж} = v_s / \sqrt{G\rho}$, где v_s — скорость звука в среде, ρ — её плотность. Наряду с понятием джинсовской длины волны пользуются понятием джинсовской массы $M_{дж}$ — массы, содержащейся в объёме $(\lambda_{дж}/2)^3$.

В масштабах, меньших чем $\lambda_{дж}$, и в объёмах с массой меньше $M_{дж}$ имеют место колебания величин, описывающих возмущения. Амплитуда этих колебаний убывает лишь из-за процессов рассеяния энергии. Если же масштаб возмущения превышает $\lambda_{дж}$, то преобладающую роль играют гравитац. силы и колебательный характер возмущений заменяется на монотонный. Другими словами, $\lambda_{дж}$ определяет тот миним. масштаб возмущения, начиная с которого силы упругости вещества не в состоянии противостоять силам тяготения, что и приводит к гравитационной неустойчивости среды.

Зависимость возмущения плотности от времени определяется ур-нием 2-го порядка и поэтому содержит два независимых решения. Оба решения при $\lambda < \lambda_{дж}$ имеют осцилляционный характер. При $\lambda > \lambda_{дж}$ одно из решений соответствует нарастающему возмущению со временем, а другое решение — его уменьшению, т. е. начальное возмущение может либо неограниченно нарастать (вплоть до границ применимости линейной теории малых возмущений), либо уменьшаться до нуля. Если начальные данные не выбираются настолько специально, чтобы полностью исключить нарастание возмущений, то через некоторое время именно нарастание возмущений станет фактором, определяющим эволюцию.

На фоне неподвижного вещества возмущения плотности имеют экспоненциальную зависимость от времени: $\delta\rho/\rho \sim e^{\pm\gamma t}$, где γ зависит от соотношения между длиной волны возмущения λ и $\lambda_{дж}$: при $\lambda \gg \lambda_{дж}$ значение $\gamma \approx \sqrt{4\pi G\rho}$.

Предположение о неподвижности однородного вещества искусственно, оно может выполняться лишь приближённо. В космологич. задачах следует учитывать расширение вещества. Это приводит к степенному закону нарастания возмущений: $\delta\rho/\rho \sim t^\beta$, где β зависит от v_s и λ . Напр., при $\Omega = 1$ в веществе, не обладающем давлением, рост возмущений $\delta\rho/\rho$ при любом λ происходит по закону $\delta\rho/\rho \sim t^{2/3} \sim 1/(1+z)$. Причина неустойчивости в нестационарном веществе остаётся прежней — преобладание сил тяготения в масштабах, превышающих $\lambda_{дж}$. В меньших масштабах распространяются звуковые колебания с амплитудой, убывающей вслед-

ствие расширения, а также из-за диссипативных процессов.

Ньютоновская теория гравитац. неустойчивости перестаёт быть справедливой, если плотность вещества такова, что скорость звука v_s становится сравнимой со скоростью света. В этом случае λ_{dj} в расширяющемся мире сравнима с расстоянием до горизонта, т. е. приходится иметь дело с масштабами, где ньютоновской теории тяготения недостаточно.

Релятивистская теория малых возмущений однородных изотропных космологич. моделей была развита Ю. М. Лифшицем (1946 г.). Эта теория включает в себя также и ньютоновское приближение соответствующей задачи. Произвольные возмущения гравитац. поля и вещества, заполняющего мир, можно разбить на три типа. Каждый из типов возмущений включает возмущения гравитац. поля, но возмущения плотности вещества и его скорости содержатся не везде. Первый тип возмущений включает в себя возмущения плотности и продольной (не вихревой) скорости. Во втором типе нет возмущений плотности, но есть возмущения вихревой скорости. Наконец, третий тип возмущений (отсутствующий в ньютоновской теории) характеризуется тем, что в нём нет ни возмущений плотности, ни возмущений скорости, но есть только возмущения гравитац. поля — это гравитац. волны (см. *Гравитационное излучение*). Для теории образования гигантских неоднородностей (сгущений) вещества — галактик и их скоплений — особенно важен первый тип возмущений.

Анализ всех типов возмущений в нестационарном расширяющемся мире показал, что возможны возмущения, к-рые убывают или, по крайней мере, не нарастают со временем, хотя вблизи сингулярности могут принимать сколь угодно большие значения. По отношению к возмущениям такого сорта решения Фридмана устойчивы (отклонения от однородности и изотропии уменьшаются). Но среди возмущений плотности есть и такие, к-рые нарастают с течением времени, а при $t \rightarrow 0$ остаются малыми. Это означает, что в ранние эпохи, напр. в эпоху нуклеосинтеза, отклонения от однородности и изотропии могут оставаться малыми, и, следовательно, они не влияют на выводы, полученные в рамках фридмановских

космологических моделей. Именно этот тип возмущений чаще всего кладут в основу теоретических схем образования наблюдаемой структурности Вселенной.

Образование галактик. Среднее расстояние между галактиками в современную эпоху примерно в 100 раз превышает их размеры. Это означает, что в эпоху, соответствующую $z = 100$, когда масштабный фактор $R(t)$ был в 100 раз меньше нынешнего, галактики должны были бы «соприкасаться краями», а до этого галактики и их скопления заведомо не могли существовать в их совр. виде. Высокая степень изотропии реликтового излучения в угловых масштабах, соответствующих линейным размерам скопления галактик, говорит о весьма малой неоднородности догалактич. вещества в эпоху рекомбинации. Это один из важных аргументов в пользу широко распространённого убеждения в образовании наблюдаемой структурности из малых по амплитуде возмущений, существовавших в эпоху рекомбинации и развившихся в дальнейшем в силу гравитац. неустойчивости.

Происхождение и характер возмущений, существовавших на дорекомбинационной стадии, ещё не выяснены. Простейшей гипотезой (и потому, возможно, наиболее вероятной) явл. гипотеза первичных адиабатич. возмущений, т. е. таких возмущений, в к-рых вещество и излучение возмущены вместе, так что отношение n_γ/n_b везде остаётся неизменным. Эта гипотеза явл. естественным следствием теории очень ранней Вселенной. При $t = 0$ возмущение полной плотности $\delta\rho/\rho = 0$ и нарастает со временем. Сопровождающее его возмущение гравитационного поля мало, хотя и не равно нулю при $t = 0$.

Мелкомасштабные адиабатические возмущения рано или поздно обязательно попадают в режим, когда становятся существенными диссипативные процессы, ведущие к затуханию движения вещества. Поэтому мелкомасштабные возмущения к моменту рекомбинации затухают, а «выживают» только крупномасштабные, охватывающие массу $\sim (10^{13} - 10^{14}) m_\odot$. В послерекомбинационную эпоху такие возмущения могут беспрепятственно нарастать. Наряду с ними после рекомбинации могли бы развиваться возмущения значи-

тельно меньших масштабов. Дело в том, что в период рекомбинации ($T \approx 4000$ К, $t \approx 10^6$ лет) упругость среды резко падает, т. к. фотоны перестают взаимодействовать с нейтральным веществом, и лишь давление газа противостоит гравитац. силам. В результате после рекомбинации джинсовская масса уменьшается до $10^5 - 10^6 m_\odot$, т. е. значений, характерных для карликовых галактик и больших шаровых скоплений звёзд. Следовательно, за счёт гравитац. неустойчивости на всём интервале времени, от эпохи рекомбинации до наших дней, могут нарастать и превращаться в гравитационно связанные системы возмущения с массой $m > 10^5 m_\odot$. Правда, амплитуда адиабатич. возмущений в этих масштабах очень мала, как отмечено выше, из-за диссипативных процессов. Темпы нарастания возмущения в веществе определяются ф-лой $\delta\rho/\rho \sim 1/(1+z)$ (при ср. плотности вещества $\rho = \rho_c$ скорость нарастания возмущений меньше). Отсюда следует, что для достижения к совр. эпохе значения $\delta\rho/\rho \approx 1$, что является необходимым условием образования галактик и их скоплений, в эпоху рекомбинации ($z = z_r$) должно было быть $(\delta\rho/\rho)_r \approx 10^{-2} - 10^{-3}$.

Рассмотрение сгущений, в к-рых $\delta\rho/\rho \approx 1$, а затем и превышает единицу, требует выхода за рамки теории малых возмущений. Движение вещества, практически не обладающего давлением ($p = 0$), должно приводить к образованию плоских уплотнений («блинов»). В к-рых один из размеров (толщина «блина») много меньше двух других. Неизбежность образования уплотнений именно такой формы вытекает из весьма общих теоретич. представлений. При произвольных начальных условиях, характеризующих движение элемента объёма сплошной среды с $p = 0$, в общем случае под действием гравитац. сил он сжимается в «блин», в то время как сжатие в «нить» или в «точку» требует спец. выбора начальных данных.

Предполагается, что в образовавшихся при $z \approx (3-10)$ уплотнениях нейтрального газа (в масштабах протоскоплений галактик) происходят разнообразные тепловые и гидродинамич. процессы, ведущие к фрагментации протоскоплений на облака газа и протогалактики, в к-рых образуются звёзды. Совокупность всех протоскоплений

(«блинов») должна проявляться в виде характерного ячеистого распределения вещества в Метагалактике с типичным размером ячейки того же порядка, что и наибольший размер отдельных протоскоплений.

Эта теоретическая схема образования структурности, как, впрочем, и любая другая, нуждается в подробном сопоставлении с наблюдениями. По имеющимся данным, следы ячеистой структуры действительно наблюдаются.

Возмущения плотности и гравитац. поля, существовавшие в эпоху рекомбинации, должны проявлять себя сейчас в угловой зависимости темп-ры реликтового излучения. Угловые размеры областей, содержащих массу $\sim (10^{13} - 10^{14}) m_\odot$, соответствуют неск. минутам дуги. Предсказываемая амплитуда вариаций темп-ры $\delta T/T$ не вполне однозначна, т. к. зависит от $(\delta\rho/\rho)_r$ в эпоху рекомбинации и множества дополнительных параметров.

Однако даже простейший вариант образования структуры требует слишком больших значений $(\delta\rho/\rho)_r$ и не выдерживает сопоставления с ограничениями, полученными из наблюдений величины $\delta T/T$. Возможно, возникшее противоречие связано с наличием скрытой массы, создаваемой массивными нейтрино или к.-л. др. массивными частицами. Тогда возмущение плотности $(\delta\rho/\rho)_r$ в фотонно-барионном компоненте материи может оставаться сравнительно малым и, следовательно, предсказываемые вариации $\delta T/T$ будут малы, а необходимый рост возмущений будет обеспечен гравитац. влиянием со стороны более значительных неоднородностей в распределении нейтрино или др. частиц, обладающих массой покоя.

Наряду с рассмотренной выше теорией образования галактик из адиабатич. возмущений существует теория, исходящая из первоначальных энтропийных возмущений. Энтропийным возмущениям соответствует однородное распределение излучения при наличии отдельных уплотнений в веществе (барионах), так что в разных точках пространства на каждый барион приходится различное число фотонов (уд. энтропия в разных точках различна). Рост энтропийных возмущений мог бы привести в конце концов к образованию объектов с массой $\sim (10^5 - 10^6) m_\odot$. Пред-

полагается, что активная эволюция этих первых объектов создавала бы в окружающей среде условия, необходимые для формирования более крупномасштабных структур (галактик, их скоплений и т. д.). Следует, однако, отметить, что само существование первичных энтропийных возмущений представляется сомнительным в свете теории очень ранней Вселенной (см. раздел 5). Несомненно, дальнейшее накопление наблюдательных данных (о распределении реликтового излучения и др.), а также теоретич. исследования, в первую очередь по выяснению набора всех частиц, участвующих в рассматриваемых процессах, помогут в конце концов установить подлинную картину образования структурности во Вселенной.

5. Очень ранняя Вселенная

Эпоха первичного нуклеосинтеза — наиболее ранний период в эволюции Вселенной, о к-ром есть к.-л. прямые наблюдательные свидетельства (рис. 4). Наблюдаемое обилие первичного гелия (а также дейтерия) служит основанием для суждений о физ. условиях при $T \sim 10^9$ К, $\rho \sim 10^2$ г/см³ и $t \approx 100$ с. Более высокие температуры и плотности относятся к периоду, к-рый называется «очень ранняя Вселенная». Интерес к столь удалённой эпохе, кроме общенаучных причин, вызывается необходимостью объяснения наблюдаемых особенностей окружающего мира, явно носящих отпечаток очень далёкого прошлого.

Многое об очень ранней Вселенной в эпоху темп-р $T \sim 10^{10}$ К можно было бы узнать по реликтовым электронным нейтрино, к-рые в эту эпоху перестают взаимодействовать с другими частицами, но проблема их регистрации ещё не решена.

Совр. теория элементарных частиц предсказывает, что при $T \sim 10^{13} - 10^{14}$ К (адронная эра) вещество содержало большое число свободных кварков — частиц, из к-рых состоят все адроны — сильно взаимодействующие частицы. Можно со значительной степенью уверенности говорить об этой эре, поскольку она описывается теорией сильных взаимодействий (см. *Элементарные частицы*).

Для понимания св-в вещества в ещё более раннюю эпоху ($T \sim 10^{14} - 10^{16}$ К)

привлекают теорию электрослабых взаимодействий, рассматривающую эл.-магн. и слабое взаимодействия с единых позиций — как взаимодействия с участием различных промежуточных бозонов (см. *Великого объединения модели*). Этот период можно назвать эрой промежуточных бозонов, поскольку при $T \sim 10^{15}$ К достигаются физ. условия для появления большого числа частиц (промежуточных бозонов), реализующих единое электрослабое взаимодействие. Теория этого взаимодействия (в др. аспектах) экспериментально подтверждена.

Вероятно, при ещё более высоких темп-рах надо искать разгадку того, почему Вселенная зарядово-несимметрична (содержит избыток барионов над антибарионами). Совр. попытки объяснения происхождения барионной асимметрии и конкретного численного значения уд. энтропии связаны с построением теории, объединяющей эл.-магн., слабое и сильное взаимодействия (по образцу теории, объединяющей первые два из них) и включающей возможность несохранения барионного заряда. Согласно этой единой теории, все три взаимодействия становятся сравнимыми при энергиях частиц ок. 10^{16} ГэВ, что соответствует $T \sim 10^{29}$ К. Если единое взаимодействие при $T \sim 10^{29}$ К действительно имеет место, то должны существовать очень массивные ($\sim 10^{-9}$ г) и чрезвычайно короткоживущие X-частицы, обуславливающие это единое взаимодействие. С X-частицами связано упомянутое несохранение барионного заряда за счёт превращений с их участием кварков в лептоны и обратно (см. *Барионная асимметрия Вселенной*).

Из несохранения барионного заряда следует, в частности, возможность чрезвычайно медленного распада протона в совр. условиях (эксперименты по проверке этого предсказания проводятся). В процессе расширения Вселенной при $T \lesssim 10^{29}$ К X-частицы и их античастицы ($\bar{X}$) распадаются и «вымирают». Но распад частиц X и $\bar{X}$ не во всём одинаков (для др. частиц и античастиц это доказано в лабораторных опытах). Поскольку распад X и $\bar{X}$ -частиц происходит в неравновесных условиях (обусловленных расширением Вселенной), то число появляющихся барионов (B) отличается от числа появляющихся антиба-

рионов ($\bar{B}$). У первоначально зарядово-симметричного вещества возникает ненулевой барионный заряд, т. е. небольшой избыток барионов (кварков) над антибарионами (антикварками). После понижения темп-ры до $T < 10^{12}$ К и аннигиляции B и $\bar{B}$ остаются только одни барионы.

В применении к расширяющейся Вселенной теория позволяет в принципе вычислить значение уд. энтропии $s \sim n\gamma/n_b$. Оценки не противоречат наблюдаемой величине ($\sim 10^9$). В рамках этой концепции s определяется физ. константами (массой и временем жизни X -частицы, различием X и $\bar{X}$) и, т. о., везде одинаково. Следовательно, нет энтропийных возмущений. Несмотря на то что физ. процессы при сверхвысоких энергиях частиц ещё не исследованы в достаточной степени, полученные результаты позволяют надеяться, что физ. законы ранней Вселенной будут раскрыты.

Важные результаты в теории ранней Вселенной были получены в последние годы. Было показано, что в очень далёком прошлом, при $T \gtrsim 10^{29}$ К, Вселенная могла находиться в состоянии расширения, описываемого законом $R(t) = (1/H) \exp(Ht)$. Такую стадию расширения называют «инфляционной». Её наличие позволяет дать естественное объяснение факту постоянства темп-ры реликтового излучения, приходящего с разных направлений, и близости к единице параметра Ω , характеризующего совр. динамич. эволюцию доступной для наблюдений области Вселенной (подробнее об этом см. в ст. *Модель инфляционной Вселенной*). Возможно также, что специфика физ. условий в очень ранней Вселенной предопределила природу и спектр первичных флуктуаций, приведших в конце концов к образованию наблюдаемой структурности Вселенной.

В рассмотренных выше процессах, протекающих в очень ранней Вселенной, гравитац. взаимодействие учитывается только косвенно, посредством коллективного гравитац. поля, создаваемого множеством разнообразных частиц и полей. Коллективное гравитац. поле определяет закон изменения со временем плотности материи и темп-ры, но его роль на расстояниях, сопоставимых с размерами частиц, не учитывается. Такой подход оправдан до тех пор, пока

гравитац. поле не становится предельно сильным. Другими словами, пока размер горизонта (характеризующий в данном случае кривизну пространства-времени и силу гравитац. поля) велик по сравнению с длинами волн, характеризующими волновые поля и частицы. Если же гравитац. поле увеличивается настолько, что упомянутые размеры становятся сравнимыми, то картина усложняется. В интенсивном гравитац. поле становится возможным рождение пар частиц, подобно тому как в интенсивном эл.-магн. поле возможно рождение электрон-позитронных пар. В частности, в коллективном гравитац. поле очень ранней Вселенной должны рождаться *гравитоны* — кванты гравитац. поля, особенно интенсивно — в сверхсильных гравитац. полях, в к-рых плотность материи и темп-ра достигают планковских значений ($\rho_{\text{пл}} \sim 10^{93}$ г/см³, $T_{\text{пл}} \sim 10^{32}$ К (планковская эра)). Рождённые в планковскую эру гравитоны должны создавать в современной Вселенной нетепловой фон реликтовых гравитонов (см. *Гравитационное излучение*).

Реликтовые гравитоны интересны не только как важнейший физ. фактор очень ранней Вселенной, но и как, возможно, единственный источник информации о той эпохе. Дело в том, что все др. частицы, существовавшие в очень ранней Вселенной и нёсшие на себе её отпечаток, в дальнейшем прошли через состояние термодинамич. равновесия, период активного взаимодействия между собой и др. сортами частиц. В результате информация о всех деталях их поведения и роли в процессах на стадии ранней Вселенной должна была сгладиться, потеряться. Что же касается гравитонов, то они либо вообще не были в равновесии, либо вышли из него предельно рано — в планковскую эру ($t \sim 10^{-43}$ с), и поэтому спектр совр. реликтового гравитац. излучения и плотность энергии реликтовых гравитонов должны нести информацию об очень ранней Вселенной. К сожалению, регистрация реликтового гравитационного излучения находится пока за пределами экспериментальных возможностей.

Планковская эра лежит на границе существующих физ. теорий, и вместе с тем её понимание таит, возможно, разгадку самой грандиозной космологич. проблемы — рождения Вселенной.

Сформулированы гипотезы о возможности спонтанного квантового возникновения Вселенной из вакуума. Такой процесс требует, по-видимому, пространственной замкнутости мира. Проблема квантового рождения Вселенной начинает постепенно приобретать количественную формулировку, что, несомненно, будет способствовать ее решению.

Лит. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975, Вейнберг С., Гравитация и космология, пер. с англ., М., 1975, его же, Первые три минуты, пер. с англ., М., 1981, Пиблс П., Физическая космология, пер. с англ., М., 1975, Происхождение и эволюция галактик и звезд, под ред. С. Б. Пикельнера, М., 1976, Звезды и звездные системы, М., 1981, Пиблс Ф. Д. ж. Э., Структура Вселенной в больших масштабах, пер. с англ., М., 1983.

Л. П. Грицук, Я. Б. Зельдович

ЧАСТЬ-2

АЛФАВИТНЫЙ СЛОВАРЬ ТЕРМИНОВ



АБСОЛЮТНО ЧЁРНОЕ ТЕЛО — тело, полностью поглощающее всё падающее на него излучение. Угольная копоть (сажа), напр., поглощает ок. 99% солнечных лучей в оптич. диапазоне, однако ИК-излучение поглощается ею гораздо хуже. Наиболее совершенная модель А. ч. т. — маленькое отверстие в замкнутой зачернённой внутри полости. Любой луч, попавший в отверстие, испытывает многократное отражение внутри полости и практически полностью поглощается. Понятие А. ч. т. играет фундаментальную роль в теории излучения. Интенсивность излучения единицы поверхности А. ч. т. является универсальной функцией частоты и темп-ры тела (см. *Планка закон излучения*). В частности, она не зависит от формы тела и направления излучения. Полное количество энергии, излучаемое единицей поверхности А. ч. т. в ед. времени, равно σT^4 , где σ — постоянная, равная $5,67 \cdot 10^{-8}$ Вт/(м²·К⁴) (см. *Стефана — Больцмана закон излучения*).

Понятием А. ч. т. широко пользуются в астрофизике. Излучение Солнца близко к излучению А. ч. т. с темп-рой 6000 К. Вся Вселенная пронизана т. н. реликтовым излучением, близким к излучению А. ч. т. с темп-рой 3 К. Сравнение полного излучения звёзд с излучением А. ч. т. позволяет приближённо оценить *эффективную температуру* звезды. Отклонение излучения поверхности звезды от излучения А. ч. т. часто бывает весьма заметным. В недрах Солнца и звёзд, нагретых до десятков млн. градусов, излучение с высокой точностью соответствует излучению А. ч. т.

Д. К. Набёжин.

АДИАБАТИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС — какой-либо процесс в макроскопической системе, при к-ром система не получает теплоты извне и не отдаёт её. Процесс можно считать адиабатическим, если по к.-л. причинам оказывается несущественным теплообмен между системой и окружающей средой, т. е. можно пренебречь теплопроводностью, лучистым теплообменом, по-

глощением и испусканием быстрых частиц. Если масса системы, участвующей в А. п., сохраняется, то изменение её внутр. энергии происходит только за счёт работы внеш. сил (первый закон термодинамики). Поэтому, напр., адиабатич. сжатие (расширение) газа сопровождается повышением (понижением) его темп-ры.

В условиях, когда не только отсутствует теплообмен с окружающей средой, но и в самой системе нет необратимого рассеяния энергии (процессы протекают равновесно), А. п. имеет характер изотропического процесса (сохраняется энтропия системы).

Для классич. идеального газа связь между давлением p и темп-рой T в изотропическом процессе выражается ф-лой

$$p^{\alpha - \gamma/\gamma} = \text{const}, \quad (1)$$

где γ — показатель, равный отношению C_p/C_v — теплоёмкостей газа при пост. давлении и пост. объёме.

Кривую на диаграммах состояния, характеризующую изменение параметров системы в таком А. п., наз. адиабатой, а показатель γ — показателем адиабаты. Ф-лу (1) для идеального газа можно записать также в виде $TV^{\gamma-1} = \text{const}$ и $pV^{\gamma} = \text{const}$ (ур-ние Пуассона). Для нерелятивистского невырожденного одноатомного идеального газа $C_p = 5nR_0T/2$, $C_v = 3nR_0T/2$ (где n — число молей, R_0 — универсальная газовая постоянная) и $\gamma = 5/3$, а для двухатомного газа $\gamma = 7/5$. В случае, когда давление определяется ультрарелятивистским газом электронов, энергия к-рых много больше их массы покоя, ур-ние А. п. совпадает с ур-нием Пуассона при $\gamma = 4/3$, но здесь γ уже не явл. отношением теплоёмкостей. В астрофизике примером А. п. может служить адиабатич. стадия расширения *остатков вспышек сверхновых* звёзд. На протяжении этой стадии энергия газа внутри остатка (за фрон-

том сферической ударной волны, распространяющейся по межзвёздному газу) существенно превышает его суммарные потери энергии на излучение. Типичные остатки сверхновых могут находиться на адиабатич. стадии в течение неск. десятков тыс. лет.

В теории *пульсаций* звёзд рассматриваются адиабатич. колебания вещества звезды, позволяющие установить зависимость осн. периода радиальных колебаний звезды P от её ср. плотности ρ и строения:

$$P\sqrt{\frac{\Omega}{\rho}} = 1,19 \cdot 10^4 \Omega^{-1} (\text{с} \cdot \text{г}^{1/2} \cdot \text{см}^{-3/2}),$$

где Ω — параметр, равный 1 для однодронной звезды и больше 1 для др. моделей строения звёзд.

В распространении адиабатич. возмущений (типа звуковых волн) в космич. веществе на ранних стадиях расширения Вселенной совр. космология видит одну из возможных причин появления неоднородностей во Вселенной — зачатков её будущей структуры (галактик и скоплений галактик, см. *Космология*).

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Стрoение и эволюция Вселенной, М., 1975; Новиков И. Д., Эволюция Вселенной, М., 1979.

М. М. Баско.

АДРОНЫ — общее название семейства элементарных частиц, обладающих сильным взаимодействием. Семейство А. включает: *барионы*, *мезоны* (мезонные резонансы и соответствующие античастицы). По совр. представлениям, А. — составные частицы: барионы состоят из 3 кварков, антибарионы — из 3 антикварков, мезоны — из кварка и антикварка. Связь между кварками в А. осуществляется *глюонами*. Составляющие А. — кварки и глюоны — обладают цветовым зарядом, к-рый полностью компенсируется внутри А., так что сами А. цветовым зарядом не обладают и явл. «бесцветными». Процессы сильного взаимодействия А. в конечном счёте обусловлены цветовым взаимодействием кварков и глюонов. Характер слабого и эл.-магн. взаимодействия А. определяется соответствующими св-вами (ароматами) составляющих А. кварков. Так, электрич. заряд А. равен сумме электрич. зарядов составляющих А. кварков (и антикварков). Если в состав А. входит странный или очарованный кварк, не скомпенсированный соответствующим антикварком, то го-

ворят о странном или очарованном А. (о странных или очарованных частицах). Сохранение странности или очарования А. в процессах, обусловленных сильным или электромагнитным взаимодействием, объясняется сохранением числа странных или очарованных кварков в таких процессах. Существование и св-ва большинства известных А. были установлены в опытах на ускорителях. В экспериментах с ускоренными до релятивистских энергий ядрами исследуются св-ва системы многих А. — адронной материи. Теория сильного взаимодействия — квантовая хромодинамика — предсказывает, что при высоких темп-рах и (или) плотностях адронная материя должна превращаться в цветовую плазму кварков и глюонов. Поэтому, по современным представлениям, в т. н. адронную эру на ранних (до 10^{-5} с) стадиях эволюции Вселенной в равновесии с излучением находились не А., а плазма кварков, антикварков и глюонов (см. *Космология*).

М. Ю. Хлопов.

АККРЕЦИОННЫЕ ДИСКИ — диски, образуемые газом, перетекающим на компактные звёзды (белые карлики, нейтронные звёзды, чёрные дыры) от звёзд-компаньонов в двойных системах. А. д. проявляют себя рентг. излучением, а в оптич. диапазоне затмениями видимой звезды, переменностью блеска вследствие неустойчивости или прецессии диска, а также характерным раздвоением спектр. линий. А. д. ответственны за многие наблюдательные проявления двойных рентг. источников, вспышечных (взрывных) переменных, звёзд типа U Близнецов и т. д. А. д. излучают как за счёт выделения *гравитационной энергии* при аккреции вещества, так и вследствие переработки и переизлучения поверхностью внеш. областей диска жёсткого (коротковолнового) излучения центрального источника и внутр. областей диска. Дискковая аккреция вещества (аккреция вещества с большим моментом количества движения, приводящая к образованию А. д.) на сверхмассивных чёрных дырах явл. одним из наиболее распространённых объяснений активности ядер галактик и квазаров. Разрабатывается также теория дисковой аккреции межзвёздного газа на одиночные нейтронные звёзды и чёрные дыры. Протопланетный газопылевой диск, по-видимому, во многом

был подобен А. д. (см. *Происхождение Солнечной системы*).

Механика дисковой аккреции. Сферически-симметричное радиальное падение вещества на гравитирующий центр (звезду, чёрную дыру и т. д.) возможно лишь при малом уд. моменте импульса (момент импульса ед. массы) падающего вещества. Если же падающее ве-



Рис. 1. Двойная система, включающая чёрную дыру и нормальную звезду, заполняющую свою полость Роша. Изображена струя перетекающего вещества и аккреционный диск вокруг чёрной дыры.

щество обладает значит. удельным моментом импульса l_0 , то закон сохранения момента импульса не позволяет веществу приблизиться к гравитирующему центру существенно ближе расстояния $R_0 = l_0^2 / Gm = 2l_0^2 / r_g c^2$, при к-ром l_0 совпадает с уд. моментом импульса вещества $l_k = \sqrt{GmR_0}$ на круговой кеплеровской орбите вокруг объекта с массой m . Здесь $r_g = 2Gm/c^2$ — гравитационный радиус компактного объекта. (Для того чтобы приблизиться к звезде на меньшее расстояние, ве-

щество необходимо уменьшить свой момент импульса.) Столкновения между частицами газа быстро устанавливают преимущественное направление вращения (определяемое суммарным моментом импульса падающего вещества), а в результате радиационного отвода энергии происходит потеря компонента скорости, перпендикулярного плоскости вращения. В результате падающий (аккрецирующий) газ с уд. моментом импульса l_0 должен собираться в узкое и тонкое кольцо радиуса R_0 . Ширина кольца определяется дисперсией (разбросом) начального значения уд. момента импульса, а толщина — темп-рой вещества в кольце. Из-за дифференциального характера кеплеровского вращения (скорость вращения различна на разных расстояниях R) в кольце может возникнуть турбулентность (числа Рейнольдса обычно весьма велики). Турбулентная (или магнитная, при наличии мелкомасштабного магн. поля) вязкость приводит к распылению кольца. Внутр. слои кольца, вращающиеся быстрее, передают внеш. слоям часть момента импульса и приближаются к звезде, а др. часть оттекает от неё из-за приобретения дополнительного момента импульса. Т. о., часть вещества продвигается к гравитирующему центру, а др. часть оттекает от него, унося с собой избыток момента импульса. Так формируется А. д.

Вещество в диске движется практически по круговым кеплеровским орбитам, но имеется и малый радиальный компонент скорости, т. е. траектории частиц представляют собой медленно закручивающуюся спираль. Газ течёт по направлению к гравитирующему центру, а в противоположном направлении в результате действия сил трения отводится избыточный момент импульса и соответствующий ему поток механич. энергии.

В двойных звёздных системах (см. *Двойные звезды*) источником вещества, формирующего А. д., явл. нормальные (невыврожденные) звёзды. Если норм. компонент двойной системы заполняет свою критич. полость Роша, то потеря массы происходит через внутр. точку Лагранжа (см. *Полость Роша*). Из-за действия корiolисовых сил формируется струя, питающая веществом А. д. [рис. 1, 2 (1)]. В месте пересечения струи и диска формируется характерное «горячее пятно».

В случае, если норм. компонент не заполняет свою критич. полость Роша и теряет массу посредством *звёздного ветра* [рис. 2 (II, а)], то из захватываемой компактным объектом части этого вещества также может сформироваться А. д. Для этого необходимо, чтобы радиус R_0 превосходил радиус звезды (или радиус её магнитосферы при на-

Аккреция и отток вещества происходят в узком конусе за релятивистской звездой [рис. 2 (II, в)].

Внеш. граница А. д., по-видимому, определяется действием на диск приливных сил со стороны норм. компонента. При размерах А. д. порядка половины размера критич. полости Роша компактной звезды приливные силы

в вязком диске обеспечивают отвод момента импульса к внешнему краю диска и А. д. дальше не расширяется. При этом увеличивается орбитальный момент импульса двойной системы. Следует отметить также, что в двойной системе замкнутые непересекающиеся кеплеровские орбиты существуют лишь в пределах приблизительно половины радиуса критич. полости Роша компактной звезды.

Энерговыведение в диске. При радиальном продвижении вещества выделяется гравитац. энергия, к-рая трансформируется в теплоту и излучается поверхностью А. д. Действительно,

при перемещении данной массы газа m' с круговой кеплеровской орбиты радиусом R_1 на орбиту радиусом $R_2 < R_1$ должна выделяться энергия $(1/R_2 - 1/R_1)Gm'm'/2$. Однако для реализации такого перемещения газу необходимо отдать избыточный момент импульса. Это, по-видимому, осуществляется турбулентным трением, к-рое отводит избыточный момент импульса и часть механич. энергии в направлении от гравитирующего центра. В свою очередь энергия турбулентных движений черпается из гравитац. энергии, выделяющейся при радиальном перемещении газа. Затухание турбулентных движений из-за вязкости приводит к выделению теплоты, к-рую уносит тепловое излучение поверхности диска. Поток энергии Q с ед. площади поверхности диска зависит от расстояния до гравитац. центра, на к-ром идёт аккреция, его массы M и от темпа аккреции $\dot{M}$. Энергия, излу-

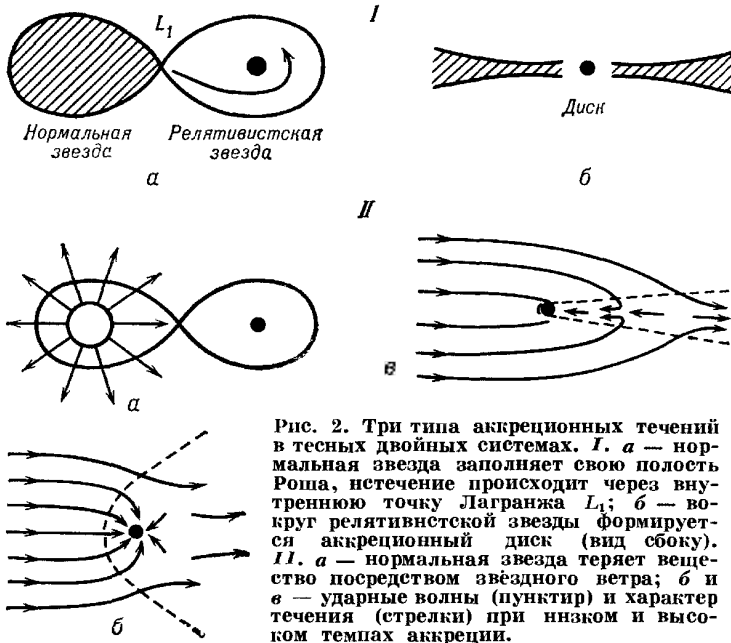


Рис. 2. Три типа аккреционных течений в тесных двойных системах. I. а — нормальная звезда заполняет свою полость Роша, истечение происходит через внутреннюю точку Лагранжа L_1 ; б — вокруг релятивистской звезды формируется аккреционный диск (вид сбоку). II. а — нормальная звезда теряет вещество посредством звёздного ветра; б и в — ударные волны (пунктир) и характер течения (стрелки) при низком и высоком темпах аккреции.

личии сильного магн. поля) либо неск. гравитац. радиусов в случае чёрной дыры. При сравнительно низком темпе аккреции (количества вещества, выпадающего на гравитирующий центр в ед. времени) перед релятивистской звездой образуется лобовая ударная волна, в к-рой газ прогревается до темп-ры $T \approx m_p v^2 / 6k \approx 10^7 K$ (m_p — масса протона, скорость звёздного ветра $v \sim 10^3$ км/с). За волной реализуются условия для сферически-симметричной аккреции [рис. 2(II, б)]. В этой ситуации момент импульса захваченного вещества обычно мал и диск может образовываться лишь в случае аккреции на чёрную дыру или нейтронную звезду без сильного магн. поля. В случае высокого темпа аккреции при пересечении сверхзвуковых газовых потоков за релятивистской звездой образуется ударная волна, в к-рой переходит в теплоту и излучается часть кинетич. энергии потоков.

чаемая в ед. времени единицей поверхности диска, равна

$$Q = (3/8\pi) G \dot{m} \dot{M} R^{-3} s.$$

Поправка $s = [1 - (R_{\text{в}}/R)^{1/2}]$, где $R_{\text{в}}$ — внутр. граница А. д., соответствует ньютоновской механике. В случае аккреции на шварцшильдовскую чёрную дыру ф-ла даёт погрешность до 20%.

Спектр излучения диска складывается из спектров излучения изотермических концентрических колец. В первом приближении можно принять, что каждая точка поверхности диска излучает как абсолютно чёрное тело. Зная вид зависимости $Q(R)$, можно найти зависимость темп-ры поверхности диска от осн. безразмерных параметров: $r = R/3r_g$, $m = \dot{m}/\dot{m}_{\odot}$, $\dot{m} = \dot{m}/\dot{m}_{\text{кр}}$, где $\dot{m}_{\text{кр}}$ — критич. поток массы, соответствующий критической светимости. Из Стефана — Больцмана закона излучения следует, что абс. темп-ра диска

$$T = (Q/\sigma)^{1/4} = 2 \cdot 10^7 r^{-3/4} m^{-1/4} \dot{m}^{1/4} s^{1/4} (\text{К})$$

(σ — постоянная Стефана — Больцмана), т. е. вблизи нейтронной звезды или чёрной дыры звёздной массы диск должен излучать в рентг. диапазоне, а периферия диска должна быть холодной и излучать в основном в ИК- и оптич. диапазонах. (В случае аккреции на вращающуюся чёрную дыру в зоне $r_g/2 < R < 3r_g$ зависимость $Q(R)$ даётся ф-лами общей теории относительности.) Суммирование по всему диску приводит к универсальному степенному спектру излучения (степенной зависимости спектральной плотности потока излучения F_{ν} от частоты ν) диска. При $h\nu > kT_{\text{макс}}$ ($T_{\text{макс}}$ — макс. темп-ра поверхности диска) поток излучения экспоненциально спадает. В широком диапазоне частот $F_{\nu} \sim \nu^{1/3}$. В действительности же поверхность А. д. излучает не как абсолютно чёрное тело, вследствие чего наблюдаются сильные отклонения от этого закона.

Внутренняя граница и светимость диска. В случае А. д. вокруг шварцшильдовской чёрной дыры устойчивые кеплеровские орбиты существуют лишь при $R \geq R_{\text{в}} = 3r_g$. Поэтому внутр. границей диска явл. именно радиус $R_{\text{в}}$. В области $R < 3r_g$ вещество по спирали уходит в чёрную дыру. Энергия связи массы m' на последней устойчивой кеплеровской орбите составляет $0,057 m' c^2$.

Т. о., при темпе аккреции $\dot{m}$ светимость диска вокруг шварцшильдовской чёрной дыры должна составлять $L = 0,057 \dot{m} c^2$. В случае вращающейся чёрной дыры, при совпадении осей вращения чёрной дыры и диска, А. д. может простирается до $R_{\text{в}} = r_g/2$. При этом в диске может превращаться в теплоту и излучаться его поверхностью до $0,42 \dot{m} c^2$. Однако существенная часть излучения из-за искривления траекторий световых лучей поглощается чёрной дырой или испытывает сильное красное смещение. Светимость диска для удалённого наблюдателя не может превышать $0,2 \dot{m} c^2$.

При аккреции на звезду (белый карлик, нейтронную звезду) внутр. граница диска $R_{\text{в}}$ лежит вблизи поверхности звезды $R_{\text{п}}$. При наличии у звезды сильного магн. поля её магнитосфера препятствует проникновению диска к поверхности звезды и нарушает дисковую картину аккреции в зоне $R \approx R_{\text{м}}$, т. е. в той области магнитосферы, где давление магн. поля сравнивается с тепловым давлением плазмы в диске. Если звезда вращается с угловой скоростью Ω , то существует радиус, на к-ром скорости вращения магнитосферы и вещества в кеплеровском диске $\omega = \sqrt{G\dot{m}/R^3}$ совпадают. Этот радиус наз. радиусом коротации $R_{\text{к}}$. По-видимому, у многих рентгеновских пульсаров, на к-рые идёт дисковая аккреция, значение $R_{\text{м}}$ близко к $R_{\text{к}}$. Энергия связи массы m' на кеплеровской орбите с радиусом $R = R_{\text{п}}$ равна $G\dot{m}m'/2R_{\text{п}}$. Следовательно, светимость диска

$$L = G\dot{m}\dot{m}/2R_{\text{п}} = (r_g/4R_{\text{п}}) \dot{m} c^2.$$

Если внутр. граница А. д. определяется его взаимодействием с магнитосферой, то в эту ф-лу вместо $R_{\text{п}}$ следует подставить $R_{\text{м}}$.

Пограничный слой. При аккреции на звезду со слабым магн. полем А. д. должен простирается вплоть до поверхности звезды. В диске у поверхности звезды скорость частиц кеплеровская ($v_{\text{к}} = \sqrt{G\dot{m}/R_{\text{п}}}$), а скорость вращения звезды на экваторе ($v_{\text{п}} = \Omega R_{\text{п}}$) много меньше кеплеровской. В результате вблизи поверхности звезды формируется тонкий ($\Delta R \ll R_{\text{п}}$) пограничный слой, в к-ром происходит эффективное торможение аккрецирующего вещества (тан-

генциальная скорость падает от v_k до v_{11}) и мощное энерговыделение. В узком слое выделяется энергия $\dot{m}v_k^2/2 = Gm\dot{m}/2R_{11}$, что равно энерговыделению в протяжённом А. д. Светимость пограничного слоя равна светимости протяжённого А. д. Т. к. площадь поверхности пограничного слоя существенно меньше площади поверхности диска, его излучение может быть более жестким (коротковолновым). Картину торможения частиц аккреционного потока в пограничном слое можно сравнить с торможением спутника в атмосфере Земли. Сначала спутник медленно (за много оборотов) теряет незначит. часть своей скорости, снижается, входит в плотные слои атмосферы и менее чем за один оборот полностью тормозится.

Неустойчивости и переменность излучения А. д. Дискковая аккреция устойчива в зоне, где главный вклад в давление даёт давление вещества. Но во внутренней, самой горячей зоне диска доминирует *давление излучения*. В этой зоне диск неустойчив. Тепловая и динамическая неустойчивости приводят к разделению вещества на более горячие и более холодные кольца и слои. Характерные времена неустойчивости очень малы — порядка времени неск. оборотов вокруг гравитирующего центра. Неустойчивость может приводить к переменности излучения диска и образованию во внутр. зоне диска горячей плазмы с темп-рой, различной для электронов ($T_e = 3 \cdot 10^8 - 10^9 \text{ K}$) и протонов ($T_p \sim 10^{10} - 10^{11} \text{ K}$). Характерное время переменности излучения А. д. (время заметного изменения интенсивности излучения) может быть очень мало, т. к. время обращения аккрецирующего вещества вокруг чёрной дыры с $\dot{m} \approx 10 \dot{m}_\odot$ вблизи последней устойчивой орбиты близко к 1 мес.

Если в результате неустойчивости на А. д. образуется яркое «горячее пятно», то, наблюдая его излучение, можно получить уникальную информацию о параметрах чёрной дыры и, в частности, определить, вращается она или нет. «Горячее пятно» во внутр. областях диска будет обладать релятивистской скоростью v_k от $1/3$ до $1/2$ скорости света. При больших углах наклона диска (луч зрения близок к плоскости диска) это будет приводить к усилению излучения пятна, когда оно движется к на-

блюдателю, и резкому ослаблению, когда оно движется от наблюдателя. Должна возникать характерная картина квазипериодич. переменности излучения пятна. Такое пятно может играть роль зонда, запускаемого к чёрной дыре, — переменное рентг. излучение пятна может показать, как оно подходит к последней устойчивой орбите и по спирали уходит из зоны видимости.

Диски вокруг сверхмассивных чёрных дыр. Активность ядер галактик и квазаров объясняется (в рамках одной из наиболее распространённых теоретич. моделей активности этих объектов) дисковой аккрецией на находящиеся в ядрах сверхмассивные ($\dot{m}$ от 10^5 до $10^9 \dot{m}_\odot$) чёрные дыры. Аккрецирующий газ поступает из галактики, окружающей активное ядро (он явл. продуктом звёздного ветра, взрывов звёзд, приливного разрушения звёзд, пролетающих мимо сверхмассивной чёрной дыры, а также может поступать в галактику при охлаждении горячего межгалактического газа). Критич. светимость диска вокруг чёрной дыры растёт пропорционально её массе, так что светимость квазаров $L \sim 10^{47} \text{ эрг/с}$ легко объясняется дисковой аккрецией вещества с $\dot{m} \approx 10 \dot{m}_\odot$ в год на чёрную дыру с массой $\dot{m} \sim 10^8 \dot{m}_\odot$. У А. д. существует два выделенных направления (по оси диска), в к-рых может идти ускорение вещества, обусловленное как давлением излучения, так и эл.-магн. силами. Это открывает возможность объяснения природы выбросов (джетов), наблюдаемых в ядрах галактик и квазаров, а также в объекте SS 433.

Дискковая аккреция на белые карлики. Чрезвычайно многочисленны в Галактике тесные двойные звёзды, в к-рых идёт дискковая аккреция на *белые карлики*. Поставщиком вещества в этих системах явл. звёзды — *красные карлики*. Диски в этих системах часто бывают ярче, чем видимая звезда. Такие двойные звёзды проявляют себя как взрывные переменные, полярны (звёзды с сильной и переменной поляризацией излучения) и т. д. (см. *Переменные звёзды*).

Р. А. Сюняев.

АККРЕЦИЯ — падение вещества на космич. тело (звезду, галактику и др.) из окружающего пространства. При наличии межзвёздного газа естественно ожидать, что притяжение его звёздами будет вызывать А. Однако для обычных

звёзд характерна не А., а, наоборот, *истечение вещества из звёзд*. Истекающее вещество выталкивает межзвёздный газ из окрестностей звезды и препятствует А.

А. возможна на *белые карлики* и *нейтронные звёзды*. А. на белых карликах рассматривают как наиболее вероятную причину вспышек *новых звёзд*. Наблюдения показывают, что новые звёзды вспыхивают, как правило, в системах двойных звёзд. В таких системах А. может идти за счёт перетекания вещества с одной звезды на другую — от звезды, заполнившей полость *Роша*, на белый карлик. В аккрецирующем веществе преобладает водород. В самих белых карликах водород отсутствует (он превратился в гелий в результате ядерных реакций при образовании белых карликов). Падающий на поверхность звезды водород накапливается и нагревается до температуры, при которой начинается термоядерная реакция превращения водорода в гелий. Если скорость выделения теплоты ядерной реакции превысит скорость теплоотвода, то может развиться тепловая неустойчивость и произойдёт взрыв, наблюдаемый как вспышка новой звезды. Вырождение вещества (см. *Вырожденный газ*) также способствует развитию тепловой неустойчивости. При мощном перетекании вещества процессы, препятствующие А. на одиночные звёзды, не играют, по-видимому, существенной роли. Т. о., тесные двойные звёзды представляют собой системы, где наиболее вероятна А. за счёт перетекания вещества.

Нестационарная А. на белых карликах в тесных двойных системах с мало-массивным *красным карликом* в качестве второго компонента явл. причиной возникновения вспышек т. н. *карликовых новых*. Если белый карлик в тесной двойной системе обладает сильным магн. полем ($\sim 10^8$ Гс), то его излучение, являющееся результатом А., оказывается поляризованным (до 30%). Звёзды этого типа, открытые в 1977 (звезда AM Her), иногда называют *поярами*.

А. на нейтронную звезду или *чёрную дыру* была предложена в качестве механизма, объясняющего природу наблюдаемых космич. источников рентг. излучения. Нейтронная звезда образуется, по всей вероятности, в результате взрыва *сверхновой звезды* (так об-

разовалась, напр., *Крабовидная туманность* и находящаяся в ней нейтронная звезда — *пульсар*). Молодые пульсары — это мощные источники частиц с высокими энергиями, поэтому А. на них не происходит. Со временем истечение вещества из пульсаров становится настолько слабым, что оно не препятствует А. Расчёт показывает, что А. из межзвёздной среды возможна на нейтронные звёзды, возраст которых превышает 10^6 — 10^7 лет. *Гравитационный потенциал* на поверхности нейтронной звезды $\approx 0,15c^2$, где c — скорость света. Т. о., на каждый грамм вещества при А. выделяется в этом случае энергия $\approx 0,15c^2$. Это существенно больше того, что могут дать любые ядерные реакции, для которых макс. количество выделенной энергии на 1 г вступившего в реакцию вещества не превышает $\sim 0,01c^2$. Поэтому для обеспечения рентг. светимости нейтронной звезды, достаточной для объяснения наблюдаемых рентг. источников, требуется не-большой приток массы ($\sim 10^{-9} M_\odot$ в год). Но даже такой приток возможен лишь при условии, что вокруг звезды имеется облако газа, плотность которого много больше плотности межзвёздной среды, или звезда входит в состав тесной двойной системы и действует механизм перетекания. В двойных системах вещество, перетекающее на компактную звезду, обладает моментом импульса, и поэтому оно не может упасть на звезду, пока момент не будет потерян. В результате вещество образует т. н. *аккреционный диск*, вращающийся вокруг компактной звезды. Выделяющаяся в диске гравитац. энергия делает его мощным источником излучения, по которому можно обнаружить чёрную дыру. Наблюдениями со специализированных рентг. спутников («Ухуру», «САС-3», «Ариель-5», «ХЕАО А и Б» и др.) обнаружено много рентг. источников, входящих в состав тесных двойных систем и излучающих за счёт А. Около 20 из них (Her X-1, Cen X-3 и др.) — *рентгеновские пульсары*, являющиеся аккрецирующими нейтронными звёздами, а один (Cyg X-1) имеет массу больше $6 M_\odot$ и явл., по-видимому, аккрецирующей чёрной дырой.

Развитие тепловой неустойчивости в веществе, поступающем на поверхность нейтронной звезды в результате А. и становящемся вырожденным, часто

рассматривается в качестве модели для вспыхивающих рентг. источников (*барстеров*). А. на массивные чёрные дыры объясняет, возможно, мощные, компактные источники излучения в центрах активных галактик.

Высокая светимость звезды, на к-рую происходит А., может ограничивать А. Примерным пределом светимости при А. явл. *критическая светимость*.

Если скорость движения звезды или чёрной дыры мала относительно аккрецирующего вещества по сравнению со скоростью звука в нём, то А. близка к сферически-симметричной. При быстром движении гравитирующего тела сквозь газ А. на него происходит в узком конусе, расположенном сзади тела и ограниченным конич. ударной волной.

Важную роль для наблюдательного проявления одиночных аккрецирующих чёрных дыр в Галактике играет магн. поле. Эффективность выделения энергии при сферически-симметричной А. меняется от $\sim 10^{-3}$ в отсутствии магн. поля до $\sim 30\%$ при его наличии в падающем веществе. Если чёрная дыра находится в межзвёздной среде с упорядоченным магн. полем, то сферич. симметрия А. нарушается и возможно образование тонкого невращающегося диска, удерживаемого магн. полем и медленно оседающего на чёрную дыру. Наиболее сложно, с точки зрения теории, описание взаимодействия падающего вещества со звездой. Здесь нужно учитывать вращение звезды, влияние её магн. поля, образование ударных волн, детально рассматривать проникновение вещества сквозь магнитосферу аккрецирующей звезды, переход кинетич. энергии потока в энергию излучения, находить спектр этого излучения. Эти вопросы изучены недостаточно.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюции звезд, М., 1971; На переднем крае астрофизики, пер с англ., М., 1979.

Г. С. Висноватый-Коган.

АЛЬБЕДО — характеристика отражательной способности поверхности: отношение *потока излучения*, рассеянного поверхностью по всем направлениям, к падающему на неё потоку. Понятием А. широко пользуются при исследованиях планет и их спутников, в частности при изучении процесса установления энергетич. баланса в планетных атмосферах, в расчётах поглощения и рассеяния излучения звёзд ча-

стицами пыли в межзвёздном пространстве.

В планетной фотометрии применяют понятие геометрического А.: $A_r = E_0/E_d$, где E_0 — освещённость на Земле, создаваемая планетой, когда она находится в полной фазе, E_d — освещённость, к-рую создал бы на Земле плоский ламбертовский абс. белый экран того же размера, что и планета, отнесённый на её место и расположенный перпендикулярно лучу зрения (экран Ламберта рассеивает падающее излучение одинаково во всех направлениях). Поскольку все планеты имеют форму, близкую к сферич., то при расчёте светового потока, отражённого планетой, пользуются сферическим А.: $A_c = A_r \cdot Q$, где т. н. фазовый интеграл $Q \lesssim 1$ учитывает изменение видимой с Земли освещённой площади планеты, т. е. зависит от фазы планеты.

А. зависит от длины волны падающего излучения вследствие различной способности планетной атмосферы и поверхности планеты поглощать и рассеивать свет разных длин волн. Напр., сферич. А. планеты Марс меняется от 0,047 для волн длиной $\lambda = 405$ мкм до 0,30 для $\lambda = 636$ мкм, у Нептуна и Урана величина A_c сильно уменьшается при переходе от голубой к ИК-области спектра в результате сильного поглощения света молекулами метана. Наиболее высокой отражательной способностью обладают планеты с плотными атмосферами (см. табл. 1 в ст. *Планеты*). Напр., для Земли $A_c \approx 0,36$ (правда, оно может сильно меняться в зависимости от мощности облачного покрова), для Венеры $A_c \approx 0,75$.

В физике межзвёздной среды и туманностей применяют понятие А. частиц космич. пыли (A_λ). Оно характеризует долю потока излучения, рассеянного пылинками. Выражают A_λ через коэфф. экстинкции σ_e и поглощения σ_a . Коэфф. экстинкции (ослабления светового потока) учитывает как долю поглощённого излучения (его энергия преобразуется в теплоту), так и долю излучения, рассеянного частицами. А. частиц определяется отношением:

$$A_\lambda = (\sigma_e - \sigma_a)/\sigma_e.$$

А. сильно зависит от материала частиц: для диэлектрич. частиц $A_\lambda \approx 1$, для железных $A_\lambda \approx 0,1-0,15$.

Наряду с интегральным А. (для всего потока излучения) применяют так-

же монохроматическое А. (в монохроматическом свете) и А. в различных областях спектра (инфракрасное, визуальное, ультрафиолетовое).

В. М. Томозов.

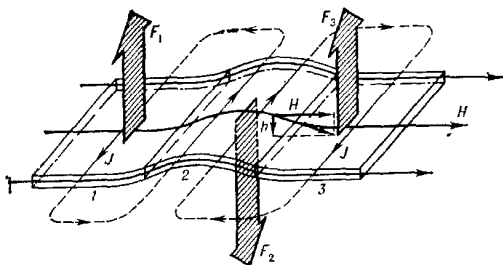
АЛЬВЕНОВСКИЕ ВОЛНЫ — поперечные магнитогидродинамические волны, распространяющиеся вдоль силовых линий магн. поля. Названы в честь швед. астрофизика Х. Альвена, предсказавшего в 1942 г. их существование. В А. в. в колебаниях участвует не только эл.-магн. поле, но и частицы проводящей среды, т. е. А. в. возможны лишь при наличии магн. поля и проводящей среды, ведущей себя как единая жидкость или газ. Последнее условие нарушается, если частота колебаний среды ω становится сравнимой или превосходит ионную циклотронную частоту ω_{H_i} , т. к. при таких частотах поведение ионов и свободных электронов среды оказывается различным. Т. о., частоты А. в. ограничены сверху значением ω_{H_i} , и в этом смысле их можно назвать низкочастотными.

Для того чтобы магн. поле А. в. не очень быстро затухало, среда должна обладать достаточно высокой проводимостью σ . Характерное время затухания магн. поля в масштабах порядка длины волны λ , равное $t_0 = 4\pi\sigma\lambda^2/c^2$ (см. *Магнитогидродинамика*), должно быть много больше периода колебаний $P = 2\pi/\omega = \lambda/v_A$ (v_A — скорость А. в.). При этом магн. силовые линии колеблются вместе со средой («вмороженность» силовых линий). Колебания среды также должны затухать не очень быстро. Для этого её кинематическая вязкость ν должна быть достаточно малой (время вязкого затухания колебаний с масштабом $\sim \lambda$ порядка λ^2/ν). Условие малости затухания А. в. за счёт этих двух эффектов можно записать в виде $\frac{\lambda^2}{\nu_m + \nu} \gg P$ или $\frac{1}{\nu_m + \nu} \left(\frac{v_A}{\omega}\right)^2 \gg P$, где $\nu_m = c^2/4\pi\sigma$ — т. н. магнитная вязкость. Видно, что неравенство лучше выполняется для низких частот (больших длин волн), и по этой причине оно легче реализуется в космич. масштабах, чем в лабораторных условиях.

Для иллюстрации сущности А. в. часто прибегают к аналогии между вмороженными в среду силовыми линиями магн. поля H и натянутыми струнами или резиновыми жгутами. Вдоль сило-

вой линии поля, так же как и вдоль струны, может распространяться поперечная волна. Скорость v распространения волн по струне с натяжением T и плотностью ρ определяется соотношением $v = \sqrt{T/\rho}$. Поскольку натяжение T силовых линий пропорционально квадрату напряжённости магн. поля, $T = H^2/4\pi$, скорость распространения А. в. $v_A = H/\sqrt{4\pi\rho}$ (т. н. альвеновская скорость), где ρ — плотность колеблющейся среды.

Более детально процесс распространения А. в. выглядит след. обр. При смещении элемента проводящей среды поперёк поля H в нём индуцируется



Поля, токи и силы, возникающие при смещении элемента 2 проводящей среды поперёк магнитного поля; H — исходное (невозмущённое) магн. поле, J — индуцированные токи, h — магнитное поле токов J , $F = [J, H]/c$ — магнитная сила. Сила F_2 стремится вернуть элемент 2 в исходное положение, а силы F_1 и F_3 смещают элементы среды 1 и 3 поперёк H . Возмущение распространяется со скоростью v_A вдоль H в обе стороны.

ток плотностью J . Ток генерирует собственное магн. поле h , к-рое, складываясь с исходным полем H , вызывает искривление поля. Силовые линии изгибаются подобно колеблющейся струне (см. рис.). По правилу Ленца J имеет такое направление, что возникающая сила $F = [JH]/c$, действуя на смещённый элемент, препятствует дальнейшему его смещению и стремится вернуть элемент в первоначальное положение (аналогично натяжению струны). Замыкаясь через соседние элементы среды, токи текут в них в противоположных направлениях, и сила F , приложенная к этим элементам, смещает их поперёк поля H . Смещённый из положения равновесия элемент сначала останавливается, затем возвращается в исходное положение, а соседние элементы среды приходят в движение и т. д. Как и в случае однородных струн,

волна распространяется, сохраняя свою форму (если затухание пренебрежимо мало). А. в. не создают возмущений плотности среды ρ .

А. в. можно рассматривать как замедленные поперечные эл.-магн. волны. Учёт токов смещения приводит к следующему выражению для скорости А. в.: $v = c/\sqrt{1+4\pi\rho c^2/H^2}$, что при достаточно больших ρ совпадает с $H/\sqrt{4\pi\rho}$. При очень малых ρ А. в. плавно переходят в обычные эл.-магн. волны в вакууме. При этом их скорость, как видно из приведённого выражения, становится равной скорости света c .

Возникнув в результате, напр., конвективных движений проводящей среды в нек-рой области и затухая в др. месте, А. в. способны осуществлять обмен энергией между удалёнными областями космич. пространства. При определённых условиях энергия А. в. может переходить в др. виды энергии, напр. в тепловую (вязкое затухание, Джоулева диссипация), в энергию ускоренных частиц (*Ландау затухание*), в энергию др. видов волн. Особый интерес для астрофизики представляет тот факт, что собственное поле волны h может значительно превосходить исходное поле H . Т. о., А. в. способны усиливать магн. поле и переносить его на большие расстояния. По совр. представлениям, А. в. играют значит. роль в процессах, происходящих в магнитосферах Земли и планет, межпланетной плазме, явлениях на Солнце, в радиогалактиках и др.

Лит.: Альвен Г., Фельтхаммар К.-Г., Космическая электродинамика, пер. с англ., 2 изд., М., 1967; Пикельнер С. Б., Основы космической электродинамики, 2 изд., М., 1966. Р. З. Дурлевич.

АНГСТРЕМ (Å) — внесистемная единица длины, $1\text{Å} = 10^{-10}\text{м} = 10^{-8}\text{см} \approx 0,1\text{нм}$.

АННИГИЛЯЦИЯ частиц и античастиц — превращение частицы и античастицы при столкновении в др. частицы. Из законов сохранения энергии и импульса следует, что при А. медленных частиц и античастиц может происходить только их превращение в несколько более лёгких частиц. Так, при А. электрона и позитрона возникают 2 или 3 γ -фотона, при А. нуклона с антинуклоном возникают в основном π -мезоны. В последнем случае первичные продукты А. оказываются нестабильными и за А. следует цепь после-

довательных превращений, приводящих в конечном счёте к образованию фотонов и нейтрино. При столкновении медленных электрона и позитрона непосредственно перед А. может образовываться связанная атомарная система — позитроний. Скорость А. определяет время жизни стабильных относительно распада античастиц (позитрона, антипротона) в среде. А. высокоэнергичных частиц может приводить к образованию частиц более тяжёлых, чем исходные частица и античастица. В опытах на ускорителях пучков электронов и позитронов, разогнанных до энергий выше 1 ГэВ, изучают процессы А. электрона и позитрона в адроны (*мезоны и барионы*). В столкновениях частиц может происходить обратный А. процесс рождения пар. Так, осп. процессом поглощения жёсткого γ -излучения в среде явл. процесс рождения γ -фотоном пары электрон—позитрон в кулоновском поле ядра.

В термодинамическом равновесии при высокой темп-ре (напр., на ранних стадиях расширения Вселенной, см. *Космология*) достигается высокая концентрация частиц и античастиц и процессы А. и рождения пар частиц и античастиц протекают в одинаковом темпе и уравновешивают друг друга. В ходе расширения Вселенной темп-ра падала, и реакции А. начали доминировать над обратными реакциями рождения пар частиц и античастиц. Сначала должна была пройти А. тяжёлых античастиц (таких, как антибарионы), затем, при меньших темп-рах, — более лёгких (напр., позитронов). Оставшиеся после А. частицы образовали вещество совр. Вселенной (см. *Барионная асимметрия Вселенной*).

М. Ю. Хлопов.
АНТЕННАЯ ТЕМПЕРАТУРА. Антенны радиотелескопов принимают энергию радиоволн и передают её на вход приёмников (*радиометров*). Шумовая А. т. ($T_{ш.а.}$) характеризует суммарную мощность излучения $W_{ш.а.}$, принятого антенной со всех направлений в интервале частот $\Delta\nu$:

$$W_{ш.а.} = \Delta\nu \cdot k T_{ш.а.}$$

А. т. не связана с физ. темп-рой вещества антенны и окружающей её среды, а определяется только мощностью принятого излучения. В А. т. вносят вклад все источники эл.-магн. излучения (как далёкие космические,

так и близкие, напр. земная поверхность и расположенные на ней тела). Это обусловлено сложным характером диаграммы направленности антенны (см. *Радиотелескоп*), приписывающей излучение не только в главном лепестке диаграммы, но и в многочисленных «паразитных» (боковых и заднем) лепестках.

Полезной измеряемой радиотелескопом величиной явл. приращение шумовой $A. \text{ т. } \Delta T_{\text{ш.а.}}$, возникающее при нахождении исследуемого космич. радиоисточника в главном лепестке диаграммы направленности. При этом, как правило, $\Delta T_{\text{ш.а.}} \ll T_{\text{ш.а.}}$ и измеряется на высоком уровне шумового фона в антенне и радиометре.

$A. \text{ т.}$ можно также определить (и измерить) как физ. темп-ру T подключённого ко входу радиометра согласованного сопротивления R (эквивалента антенны), в к-ром вследствие теплового движения электронов выделяется мощность $W_R = \Delta v \cdot kT \equiv W_{\text{ш.а.}} = \Delta v \cdot kT_{\text{ш.а.}}$. Измерение $T_{\text{ш.а.}}$ производится на основе уравнивания шумовых сигналов W_R и $W_{\text{ш.а.}}$ (охлаждением или подогревом сопротивления R).

В. Н. Курильчик.

АНТИЧАСТИЦЫ — элементарные частицы, имеющие те же значения масс, спинов и др. физ. характеристик, что и их «двойники» — «частицы», но отличающиеся от них знаками нек-рых характеристик взаимодействия (напр., электрич. заряда). Исключение составляют *фотон* и *нейтральные мезоны* (напр., π^0 -мезон), у к-рых все заряды равны нулю, вследствие чего эти частицы тождественны своим $A.$ Такие частицы явл. истинно нейтральными. $A.$, соответствующая данной частице, обычно обозначается символом частицы с тильдой или чертой сверху, напр. антипротон имеет обозначение $\bar{p}$. При столкновении частицы с $A.$ происходит *аннигиляция*, при к-рой частица и её $A.$ исчезают, превращаясь в частицы иной природы.

Спины и магн. моменты частиц и их $A.$ одинаковы по величине, но направления магн. момента по отношению к спину противоположны (напр., у *электрона* спин и магн. момент направлены антипараллельно, у *позитрона* — параллельно). У $t. \text{ н.}$ частиц со спиральностью (*нейтрино*) $A.$ имеют противоположную спиральность (противоположное направление спина при одинаковом направле-

нии импульса). Частицам и их $A.$ приписываются одинаковые по величине, но противоположные по знаку барионное и лептонное числа, странность, очарование, красота и др. характеристики.

Законы сохранения (напр., барионного заряда, лептонного заряда) утверждают, что сохраняется разность между числом частиц и $A.$, обладающих этими зарядами. Структура адронов и их $A.$ совпадает, причём в рамках модели *кварков* состояния антибарионов описываются точно так же, как состояния барионов с заменой составляющих их кварков на соответствующие им антикварки. Состояния мезонов и их $A.$ отличаются заменой составляющих мезон кварка и антикварка на соответствующие антикварк и кварк.

Скорость аннигиляции определяет *время жизни* стабильной $A.$ в веществе. Времена жизни нестабильной частицы и её $A.$ в точности одинаковы, однако при наличии неск. каналов распада отношение вероятностей W этих каналов может быть различно. Напр., известны распады Λ -гиперона $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, $\Lambda \rightarrow n\pi^0$ и соответственно для антигиперона $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$ и $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{n}\pi^0$. Отношение вероятностей $W(\Lambda \rightarrow p\pi^-)/W(\Lambda \rightarrow n\pi^0)$ не равно $W(\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+)/W(\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{n}\pi^0)$. Это отличие принципиально важно, т. к. доказывает отсутствие полной симметрии между частицами и $A.$ Возможно, на этом пути удастся объяснить преобладание частиц над $A.$ во Вселенной. Имеющиеся наблюдательные данные о космическом излучении исключают возможность наличия в настоящее время в Галактике заметного количества антивещества (сравнимого с количеством вещества). Подробнее см. *Космология*; *Барионная асимметрия Вселенной*.

Рождение $A.$ может происходить в столкновениях частиц вещества, разогнанных до энергий, превосходящих порог рождения пары частица — $A.$ В лабораторных условиях $A.$ рождаются во взаимодействиях частиц, разогнанных на ускорителях; хранение образующихся $A.$ осуществляют в накопительных кольцах при высоком вакууме. Естеств. условия рождения $A.$ реализуются в окрестностях *пульсаров* и активных *ядер галактик*, а также при взаимодействиях *космических лучей* с веществом. Теоретич. астрофизика рассматривает образование $A.$ (позитронов, антинуклонов)

при аккреции вещества на чёрные дыры. В рамках совр. космологии рассматривают рождение А. при испарении первичных чёрных дыр малой массы. Условия массового рождения электрон-позитронных пар могут реализоваться в горячих ядрах массивных звёзд. Согласно модели горячей Вселенной, на очень ранних стадиях расширения Вселенной в равновесии с веществом и излучением находились все сорта пар частица — А. М. Ю. Хлопов.

АПЕКС — точка небесной сферы, по направлению к к-рой движется в данный момент Земля или Солнце. А. Земли при её движении вокруг Солнца перемещается в течение года, всегда оставаясь в плоскости её орбиты (в плоскости эклиптики). Положение А. движения Солнца относительно окружающих звёзд (местного стандарта покоя) определяется путём статистической обработки наблюдаемых собственных движений звёзд, к-рые как бы разбегаются от точки А. Апеке Солнца расположен в созвездии Геркулеса и имеет приближённые экваториальные координаты: $\alpha \approx 270^\circ$, $\delta \approx +30^\circ$ (см. *Координаты астрономические*). Точка, противоположная А., наз. а н т и а п е к с о м. Движение Солнца (Солнечной системы в целом) по направлению к А. следует отличать от его движения вокруг *галактического центра* (это движение одинаково для Солнца и ближайших звёзд). Солнце движется в направлении А. со скоростью $\approx 19,4$ км/с, а скорость галактич. вращения Солнца ≈ 230 км/с. А. движения Солнца относительно *межзвёздного газа* не совпадает с А. движения относительно местного стандарта покоя (см. *Межзвёздный ветер*). Этому направлению соответствуют координаты $\alpha = 258^\circ$, $\delta = -17^\circ$, скорость движения относительно межзвёздного газа составляет 22—25 км/с.

В. Г. Курт.

АПЕРТУРНОГО СИНТЕЗА МЕТОД — позволяет получить распределение радиояркости космич. объектов с высоким угловым разрешением. Разрешение совр. даже самых больших одиночных радиотелескопов, размеры зеркал к-рых достигают 50—100 м, составляет всего лишь 1—2'. Дальнейшее повышение разрешающей силы за счёт увеличения размеров зеркал ограничено неизбежным прогибом антенн под действием собственного веса. Существенно большее угловое разрешение

может быть получено А. с. м. Распределение радиояркости объекта — различие в интенсивности излучения отдельных его участков — может быть представлено разложением на отдельные гармоники, т. е. синусоидальные пространственные колебания разной частоты (разложением в ряд Фурье). Амплитуды гармоник и их фазы измеряются на *радиоинтерферометре* с базой переменной длины и ориентации. Длина и ориентация базы определяют частоту пространственной синусоиды, к-рую выделяет интерферометр из излучения измеряемого объекта. Последовательные наблюдения радиоисточника с базами разной длины и ориентации позволяют измерить амплитуды и фазы гармоник. Суммируя полученные гармоники с учётом их фазы, находят распределение радиояркости исследуемого объекта (синтезируют изображение). Поскольку длина базы может существенно превышать размер одиночной антенны, А. с. м. эквивалентен наблюдениям на антенне с громадными размерами (с высоким разрешением) или, как говорят, на телескопе с большой апертурой (действующей площадью). Но высокое разрешение достигается ценой большого времени наблюдений. Этим методом были получены распределения радиояркости многих объектов, в т. ч. объектов Лебедь А, Кассиопея А, Телец А (Крабовидная туманность) и др. Разрешение достигало 20'', а в ряде случаев даже неск. угловых секунд. Для сокращения времени наблюдений используют многоэлементные системы, образующие одновременно большое число баз разной длины и ориентации. К таким инструментам относится большая антенная решётка (VLA — Very Large Array) Национальной радиоастрономич. обсерватории в Нью-Мексико (США); её 27 антенн диаметром 25 м каждая расположены вдоль образующих в виде буквы Y. Разрешение инструмента достигает 1'' на длине волны 10 см. Наблюдения на радиоинтерферометрах со сверхбольшими базами позволяют получить изображение радиоисточника с угловым разрешением до 100 мкс дуги. Но и это не предел, вывод одного из радиотелескопов на орбиту вокруг Земли позволит значительно увеличить базу и достигнуть ещё более высокого углового разрешения. Л. И. Матаевский.

АССОЦИАЦИИ ЗВЁЗД — см. *Звёздные скопления*.

АСТЕРОИДЫ — малые планеты, имеющие диаметры примерно от 1 до 1000 км, и орбиты, расположенные преимущественно между орбитами Марса и Юпитера. Догадка о том, что между орбитами Марса и Юпитера должна существовать планета, была высказана нем. учёным И. Кеплером в 1596 г. В 1772 г. нем. учёный И. Тициус предложил эмпирическую ф-лу для больших полуосей планетных орбит $a_k = 0,4 + 0,3 \cdot 2^k$ (а. е.), где $k = 0$ для Венеры, $k = 1$ для Земли, $k = 2$ для Марса ($a_2 =$

орбитам с большими полуосями от 2,1 до 4,3 а. е. Эту область околосолнечного пространства обычно наз. кольцом или поясом А. Ср. эксцентриситеты орбит А. $\bar{e} \approx 0,15$, ср. наклоны к плоскости эклиптики $\bar{i} \approx 9^\circ$ (см. *Элементы орбиты*). Некоторые А. обладают большими значениями e и (или) i ; так, у астероида Ганимед $e = 0,54$, у Гидальго $e = 0,66$, $i = 42^\circ$. Структура кольца А. определяется в основном возмущениями планет, заметно изменяющими орбиты А.,

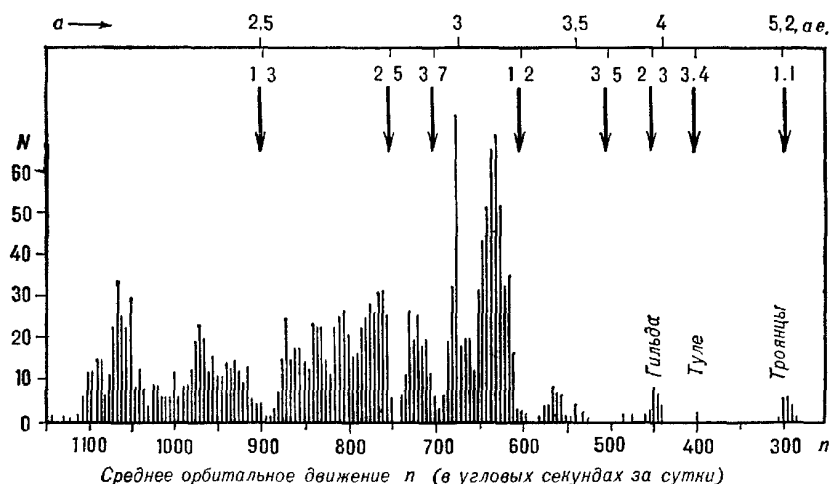


Рис. 1. Распределение астероидов по среднему суточному движению n и по величинам больших полуосей орбит a . Стрелками показаны «люки Кирквуда», соответствующие резонансам с Юпитером. N — число астероидов с данным значением a .

$= 1,6$ а. е.) и $k = 4$ для Юпитера ($a_4 = 5,2$ а. е.). Согласно этому закону (его называют законом Тициуса — Бодде), при $k = 3$, т. е. на расстоянии 2,8 а. е. от Солнца, должна была бы находиться планета. На конгрессе астрономов в 1796 г. был принят проект её поисков. 4 года спустя был открыт первый астероид Церера (итал. астрономом Дж. Пиацци), а вскоре и второй — Паллада (нем. астрономом Г. Ольберсом, 1802 г.). К началу 1984 г. число А. с надёжно установленными параметрами орбит, получивших постоянные номера, приблизилось к 3000. Основные характеристики А. связаны как с условиями их образования, так и с дальнейшей эволюцией в течение 4,6 млрд. лет существования Солнечной системы.

Распределение в пространстве и движение А. Окл. 98% всех А. имеют ср. суточное движение n , заключённое в пределах от 1200 до $400''$ (n — величина, обратная периоду обращения, обычно она выражается в секундах дуги). А. с такими значениями n движутся по

вызывая их прецессию, осцилляцию с различными периодами и др. В распределении перигелиев орбит (ближайших к Солнцу точек орбит) чётко выражена концентрация в направлении перигелия Юпитера — указание на преобладающую роль возмущений, вызываемых Юпитером. Орбита А. располагается так, чтобы возмущения были минимальными. Характерно практич. отсутствие А. с орбитами, у к-рых периоды обращения вокруг Солнца соизмеримы с периодом обращения Юпитера («люки Кирквуда»). Такие А. наз. резонансными. Почти или полностью отсутствуют резонансные А. с отношением периодов $P_A/P_{Ю} = 1:2, 1:3, 1:4, 2:5, 3:7$ и др. (рис. 1). Попытки объяснить «люки Кирквуда» только гравитац. возмущениями резонансных А. в рамках классич. небесной механики не увенчались успехом. То же можно сказать и о гипотезе, связывающей отсутствие таких А. с большей вероятностью их разрушения при столкновениях, поскольку они имеют более экс-

центричные орбиты и, следовательно, большие относительные скорости. Более обнадеживают результаты рассмотрения движения резонансных А. в соприкасающейся среде (в условиях частых столкновений с меньшими телами), т. к. при этом происходит вековое уменьшение большой полуоси орбиты А. и его выход из резонанса.

Иная картина наблюдается в ближней к Юпитеру части кольца. Из этой зоны гравитац. воздействием Юпитера выброшены все А., кроме резонансных.

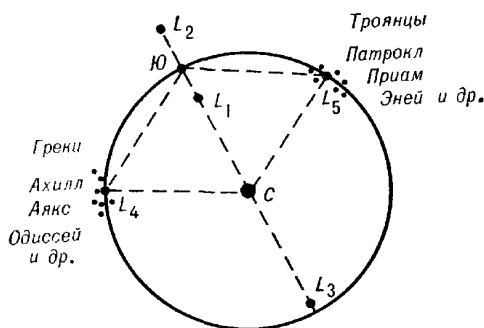


Рис. 2. Две группы астероидов (Троянцы и Греки), находящихся от Юпитера на расстояниях, равных расстоянию от Солнца (вблизи так называемых треугольных либрационных точек Лагранжа L_4 и L_5). Движение астероидов в этих случаях устойчиво.

Близко к отношению периодов $2:3$ находятся А. группы Гилды, к $3:4$ — астероид Туле, а к отношению $1:1$ — две группы А. (Троянцы и Греки), совершающие либрационное движение вокруг лагранжевых точек L_4 и L_5 (рис. 2). Общее число А. с диаметрами $d > 25$ км, движущихся вблизи точки L_4 , составляет примерно 700, а вблизи L_5 — 200.

Известно ок. 50 А., имеющих большие эксцентриситеты орбит и малые перигелийные расстояния. Перигелии А. группы Аполлона расположены внутри орбиты Земли, а группы Амура — между орбитами Земли и Марса, причём половина из них в результате возмущений также может попадать внутрь орбиты Земли. Согласно оценкам, ожидаемое число всех А. этих групп с $d > 1$ км и с орбитами, скрещивающимися с орбитой Земли, должно превышать 1300. Соответственно они должны падать на Землю, образуя кратеры с $d \geq 10$ км, в среднем 1 раз в 100 тыс. лет.

Дробления А. при столкновениях определили др. характерную черту системы А. — существование семейств, т. е. групп А. с близкими значениями больших полуосей орбит и их освобождённых от планетных возмущений (собственных) эксцентриситетов и наклонов. Выявлено свыше 50 семейств, охватывающих более 40% всех А. Самое большое семейство Флора включает 259 членов. Нередко масса крупнейшего члена семейства много больше суммарной массы всех остальных членов. Наложив дополнительные ограничения — близость собственных перигелиев и долгот восходящего узла, — швед. астрофизик Х. Альвен выделил в семействах меньшие группы, названные им струйными потоками. Т. к. собственные долготы А. существенно изменяются за тысячи лет, то потоки должны быть молодыми образованиями. Иными словами, дробление А. продолжается в настоящее время. Небольшие различия собственных элементов у членов семейств и потоков означают малую скорость разлёта фрагментов, т. е. малую скорость столкновений А., породивших семейства.

По периодич. колебаниям блеска А. оценена скорость их вращения. Периоды вращения крупных А. заключены между 5 и 20 ч (меньшие А., по-видимому, вращаются немного быстрее). Распределение абс. скоростей вращения близко к максвелловскому, оси вращения ориентированы в пространстве, по-видимому, случайно. Только немногие, самые крупные, А. имеют прямое вращение (Церера, Паллада, Веста), т. е. вращаются в ту же сторону, что и Земля.

Физические свойства А. Прямые оценки масс А. по их взаимным возмущениям при сближениях имеются лишь для трёх крупнейших А. — Цереры ($1,2 \cdot 10^{24}$ г), Паллады ($2,2 \cdot 10^{23}$ г), Весты ($2,8 \cdot 10^{23}$ г). Согласно оценкам, общая масса А. $\sim 10^{-3}$ массы Земли. Непосредственные измерения диаметров А. (микротрические, интерферометрические, во время покрытий звёзд) пока доступны лишь для самых крупных А. Размеры остальных А. оцениваются по их блеску (абс. звёздной величине) и альбедо. Раньше альбедо принималось равным ср. значению, полученному для крупнейших А. из прямых измерений их диаметров. В 70-х гг. 20 в. успешно применены новые мето-

ды определения альbedo и диаметров А. Поляриметрический метод основан на зависимости альbedo от изменения поляризации отражённого света с фазовым углом (т. е. углом между направлениями на Солнце и на Землю с данного А.).

При углах $\alpha > 15^\circ$ степень поляризации p растёт практически линейно с фазой, и наклон кривой $p(\alpha)$ постоянен (рис. 3). Многочисленные лабораторные определения $p(\alpha)$ для лунных образцов, метеоритов и земных образцов показывают, что этот наклон тесно коррелирует со значениями альbedo и слабо зависит от др. характеристик. Метод применяется при значениях альbedo больше 0,06. Радиометрический метод, позволяющий определять и альbedo, и размеры А., состоит в сравнении блеска А. в видимой области спектра с тепловым излучением

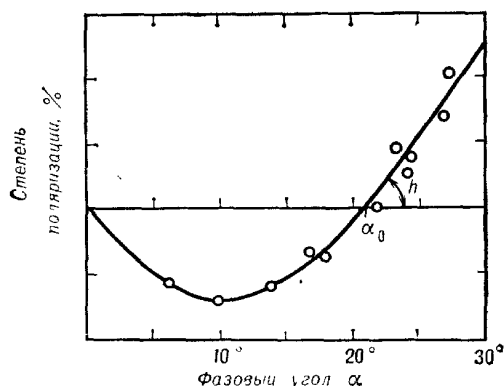


Рис. 3. Изменение степени поляризации света, отражённого от астероида, с ростом фазового угла α . Угол h характеризует альbedo астероида, α_0 — структуру поверхности.

в ИК-области ($\lambda = 10\text{--}20$ мкм). Чем больше альbedo А., тем он ярче в видимой области спектра и тем меньше он поглощает солнечное излучение. Соответственно, тем меньше его тепловое (в частности, инфракрасное) излучение. Главные трудности метода связаны с определением фотометрич. и тепловых св-в поверхностей А. Совершенствование поляриметрического и радиометрического методов и техники наблюдений позволило добиться согласованных результатов более чем для 200 А. Для крупнейших А. значения альbedo оказались существенно меньше найденных прежде. Следовательно, разме-

Альbedo, типы и диаметры крупнейших астероидов

Номер	Название	Альbedo	Тип	Диаметр, км
1	Церера	0,059	C	1025
2	Паллада	0,093	U	583
4	Веста	0,255	U	555
10	Гигия	0,050	C	443
704	Интерамния	0,043	U	338
511	Давида	0,040	C	335
65	Кибела	0,027	C	311
52	Европа	0,047	C	291
3	Юнона	0,15	(?)	290×245
31	Евфросина	(?)	C	270
15	Эвномия	0,163	S	261

ры А. больше, чем считалось ранее (см. табл.).

Приведённая в табл. классификация А. основана на их спектрах (в частности, UVV -фотометрии) и альbedo. К типу C относят наиболее тёмные А. с альbedo $A_V < 0,065$, сходные по отражательным св-вам с углистыми хондритами (см. *Метеориты*), с тёмными базальтовыми брекчиями лунных образцов. К типу S относятся А. с A_V от 0,065 до 0,23, обладающие св-вами каменистого вещества с небольшим количеством металлов (Н-хондриты). Те же значения альbedo у А. класса М (в табл. не представлен), но последние обнаруживают поляризационные св-ва, характерные для металлов и, вероятно, содержат большую их примесь в поверхностном слое. Среди А. крупнее 100 км C-, S- и M-астероиды составляют соответственно 75%, 15% и 4% от общего числа. Тип U означает неизвестный (от англ. unknown). По данным поляризационных исследований, поверхности А. покрыты реголитом — обломками разных размеров, перемешанными с пылью.

О составе недр А. можно судить лишь по их плотностям, вычисленным по оценённым массам и диаметрам. Таких оценок пока мало, и они недостаточно точны. Для Цереры, Паллады и Весты плотности соответственно равны: $2,3 \pm 1,1$; $2,6 \pm 0,9$; $3,3 \pm 1,5$ (г/см³). Плотность А. и состав их обломков, выпавших на Землю в виде метеоритов, указывают на преимущественно каменистую природу А.

Происхождение А. Г. Ольберс вскоре после открытия им Паллады высказал гипотезу об образовании А. в результате распада существовавшей ранее планеты. Гипотеза получила признание и господствовала в течение более полуто-

ра столетий. Согласно модифицированному варианту гипотезы, предложенному в 1972 г. М. Овенденом (Канада), планета с массой 90 масс Земли распалась или взорвалась 16 млн. лет назад и породила пояс А. Гипотеза была подвергнута критике, т. к. внутр. источники энергии планеты не могут обеспечить энергии, необходимой для распада столь массивного тела. Распад мог бы произойти при тесном сближении планеты с Юпитером (если бы она попала внутрь полости Роша), но тогда была бы нарушена система Галилеевых спутников Юпитера, для восстановления резонансных движений в к-рой необходимо ≈ 2 млрд. лет. О. Ю. Шмидт дал объяснение образования А. на основе его теории образования планет из твёрдых частиц и тел путём их объединения (1954 г.). Процесс формирования планеты в поясе А. был приостановлен на стадии более мелких тел из-за гравитац. возмущений со стороны массивного Юпитера, увеличивших относительные скорости тел в зоне А. В результате объединение тел при столкновениях сменилось их дроблением. Дальнейшее исследование процесса аккумуляции планет позволило конкретизировать и уточнить эту идею. В зоне образования Юпитера, где темп-ра была ниже, конденсировались обильные летучие вещества H_2O , CH_4 , NH_3 , остававшиеся газообразными в зоне А. Поверхностная плотность твёрдого вещества в зоне Юпитера была выше, и тела там росли быстрее, чем в зоне А. Относительные скорости тел росли пропорционально их линейным размерам, и при массе зародыша Юпитера $\sim 10^{27}$ г тела его зоны стали «простреливать» зону А. Сталкиваясь с А., они присоединяли их к себе и удаляли т. о. из зоны А. подавляющее большинство тел. Тесные сближения наиболее крупных тел зоны Юпитера ($\sim 10^{26}$ г) с оставшимися А. увеличили разброс их скоростей до наблюдаемого значения ≈ 5 км/с. В дальнейшем благодаря возмущениям, вызванным Юпитером, оказались выброшенными все А. из более близкой к Юпитеру внеш. части пояса А. (т. е. А. с большими полуосями $a \gtrsim 3,4$ а. е.) и образовались «люки Кирквуда» при резонансных значениях a . Данные о строении пояса А. и о вращении А. свидетельствуют о том, что А. представляют собой систему тел, эволюционирующую благодаря взаимным столкновениям (иск-

лучение составляют неск. наиболее крупных А.). Продолжающееся дробление А. при столкновениях и эволюция их орбит пополняют запас тел на орбитах, скрещивающихся с орбитами Земли и Марса (группы Аполлона и Амура), к-рые явл. осн. источником падающих на Землю метеоритов. С др. стороны, монотонное изменение состава А. с расстоянием от Солнца, продолжающее аналогичное изменение состава планет земной группы, свидетельствует об отсутствии полной перемешанности тел в поясе А. и служит одним из наиболее серьёзных аргументов против гипотез образования А. в результате распада одной планеты или двух столкнувшихся тел.

Лит.: Шмидт О. Ю., О происхождении астероидов, «ДАН СССР», 1954, т. 96, № 3, с. 449; Малые планеты, М., 1973; Чиботарев Г. А., Шор В. А., Структура пояса астероидов, «Тр. Ин-та теоретической астрономии», Л., 1976, т. 15, с. 60; Сафронов В. С., Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет, М., 1969; Симоненко А. Н., Метеориты — осколки астероидов, М., 1979; Демин В. Г., Журавлёв С. Г., Астероиды: происхождение, статистика и эволюция, М., 1979 (Итоги науки и техники. Серия Астрономия, т. 15). В. С. Сафронов.

АСТРОКЛИМАТ — совокупность факторов, искажающих форму проходящего через атмосферу волнового фронта излучения небесных объектов. В условиях, когда волновой фронт доходит до оптич. инструмента (телескопа) неискажённым, инструмент может работать с макс. эффективностью (с разрешающей, способностью, приближающейся к теоретической). Всестороннее изучение А. — важнейшая задача при выборе места установки крупных астрономич. инструментов.

Возможность наблюдения предельно слабых точечных объектов определяется получением с помощью телескопа более высокого светового контраста между объектом и фоном ночного неба. Этот контраст тем выше, чем меньше диаметр изображения объекта, построенного телескопом, и чем лучше астроклиматич. условия работы телескопа.

Как выяснилось, качество телескопич. изображения снижается гл. обр. из-за помех, вносимых приземным слоем атмосферы. Поверхность Земли благодаря собственному тепловому излучению в ночное время значительно охлаждается и охлаждает прилегающий к ней слой воздуха. Изменение темп-ры воздуха на 1°C изменяет его показатель преломления на 10^{-6} , что уже сказывается на

качестве изображения. На изолированных горных вершинах толщина приземного слоя воздуха со значит. перепадом (градиентом) темп-ры может достигать неск. десятков м. В долинах и на равнинных местах в ночное время этот слой значительно толще, он может составлять сотни м. Этим объясняется выбор мест для астрономич. обсерваторий на отрогах горных хребтов и на изолированных вершинах, откуда более плотный холодный воздух может стекать в долины. Высоту башни телескопа выбирают такой, чтобы инструмент находился выше осн. области температурных неоднородностей.

Важным фактором А. явл. ветер в приземном слое атмосферы. Перемешивая слой холодного и тёплого воздуха, он вызывает появление неоднородностей плотности в столбе воздуха над инструментом. Неоднородности, размер к-рых меньше диаметра телескопа, приводят к дефокусировке изображения. Более крупные флуктуации плотности (неск. м и крупнее) не вызывают резких искажений фронта волны и приводят в основном к смещению, а не к дефокусировке изображения. Низкочастотные (0,01—10 Гц) смещения изображения могут быть скомпенсированы автоматикой телескопа.

В верхних слоях атмосферы (в тропопаузе) также наблюдаются флуктуации плотности и показателя преломления воздуха. Но возмущения в тропопаузе не влияют заметно на качество изображений, даваемых оптич. приборами, т. к. температурные градиенты там значительно меньше, чем в приземном слое. Эти слои вызывают не дрожание, а мерцание звёзд.

Флуктуации, меняющие наклон волнового фронта (вносящие т. н. угловые искажения), снижают эффективность телескопов, но не сказываются заметно на работе интерференционных приборов. В двухлучевом интерферометре Майкельсона два изображения точечного объекта (звезды) могут под действием факторов А. смещаться и деформироваться независимым образом. Однако изображения, имеющие вид дифракционных пятен, сравнительно велики, они всегда частично перекрываются (см. *Спекл-интерферометрия*). Слегка колеблющиеся интерференционные полосы постоянно видны во взаимно перекрывающейся части дифракционных пятен. По смещению интерференционных полос

можно оценить характер т. в. фазовых искажений, вызванных А. над прибором. Фазовые искажения обусловлены задержкой отдельных участков фронта волны неоднородностями атмосферы. Обычно при достаточном малых угловых возмущениях волнового фронта его фазовые искажения также оказываются весьма незначительными. Поэтому изучение угловых искажений волнового фронта (дрожание изображения) явл. более чувствительным методом исследования А.

Исследование А. двухлучевым прибором (ДЛП) широко применяется для выбора места установки крупных телескопов. Расстояние между пучками лучей, поступающими в ДЛП, выбирается приблизительно равным диаметру телескопа, к-рый будет в этом месте установлен. ДЛП позволяет изучить дрожание для лучей, соответствующих краевой зоне зеркала телескопа, к-рая наиболее эффективно собирает свет. Результаты этих исследований дают возможность определить качество изображений, к-рые будет давать крупный телескоп в аналогичных условиях.

К важным этапам исследования А. относится изучение микропульсаций темп-ры с помощью малоинерционных термометров. Поднимая эти термометры над поверхностью Земли, определяют толщину слоя температурных неоднородностей.

При астроклиматич. исследованиях необходимо установить связь между числом ясных дней, регистрируемых метеослужбой, и числом ночей, пригодных для астрономич. наблюдений. Проведённый для территории СССР астроклиматич. анализ показывает, что наиболее благоприятными районами установки крупных телескопов явл. нек-рые горные районы среднеазиатских республик.

АСТРОНОМИЧЕСКАЯ ЕДИНИЦА ДЛИНЫ (а. е.) — мера расстояний до космич. объектов, равная большой полуоси эллиптической орбиты Земли и, согласно св-вам эллипса, ср. расстоянию Земли от Солнца.

Для вычисления а. е. классич. методами было необходимо измерение ср. радиуса Земли R_3 , новейшие методы обходятся без этого промежуточного звена. Для определения R_3 применяется комплекс геодезических методов. Сначала с наивысшей возможной точностью измеряется длина базисного от-

П. В. Щеглов.

резка между пунктами (триангуляционными пунктами) на поверхности Земли. Это измерение проводилось в прошлом при помощи измерительных линеек и лент, а теперь — методами оптич. (ла-

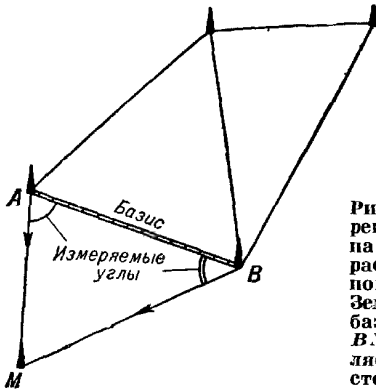


Рис. 1. Измерение методом параллакса расстояний на поверхности Земли: АВ — базис, АМ и ВМ — определяемые расстояния.

зерной) локации. Средства измерения сверяются с эталоном длины — метром, величина к-рого определяется как расстояние, проходимое световым лучом в вакууме за время $1/299792458$ с. Затем на основе тригонометрич. соотношений между сторонами и углами треугольника, в к-ром непосредственно измерены базисная сторона и углы между базисом и направлениями на выбранный пункт М (рис. 1), определяется расстояние до этого пункта (метод параллакса, или засечки). Многочисленные измерения

наибольшему углу $p_{\odot}$, под каким виден базис R_3 , величина к-рого известна: $A = R_3 \cos p_{\odot}$. Но с Земли можно измерить лишь др. угол — $СНП$, также равный $p_{\odot}$ и называемый экваториальным горизонтальным параллаксом Солнца. Угол $СНП$ определяется величиной наибольшего перспективного смещения светила при перемещении точки наблюдения из центра Земли в точку Н, где оно наблюдается на горизонте. На практике вместо наибольшего смещения измеряют несколько меньший угол, т. к. наблюдения обычно ведутся не на экваторе и не в точке Н. Макс. смещение затем рассчитывается по формулам.

Поскольку параллакс Солнца составляет всего неск. секунд дуги, а прямые наблюдения Солнца сложны и неточны, применялись и др. классич. методы определения а. е., напр. по прохождению Венеры по диску Солнца (способ Галлея). Последнее служило как бы экраном, на к-рый проецируется тёмный диск планеты (рис. 3). В этот период параллакс Венеры может достигать $33''$, и при наблюдениях из разных мест Земли можно измерить перспективное смещение планеты на солнечном диске. Оно достигает $24''$ и представляет собой разность параллаксов Венеры и Солнца. Но наличие атмосферы у Венеры (атмосфера была открыта М. В. Ломоносовым именно во время

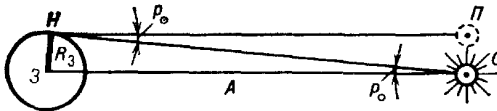


Рис. 2. Определение астрономической единицы А по параллаксу Солнца $p_{\odot}$: С — видимое положение Солнца для наблюдателя на Земле в точке З, П — видимое положение Солнца для наблюдателя в точке Н.

дуг меридианов этим методом позволили установить, что Земля представляет собой сплюснутый у полюсов эллипсоид, имеющий неидеально круговое сечение по экватору. Ср. экваториальный радиус Земли $R_3 = 6378,160$ км.

Простейший способ определения а. е. аналогичен методу засечки, но отличается относительно небольшой величиной базиса, что требует точнейших измерений малых углов. Ср. расстояние А от Земли до Солнца, равное 1 а. е., можно найти из треугольника ЗНС (рис. 2) по

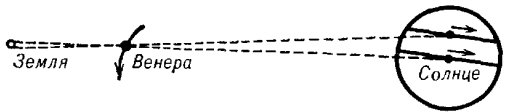


Рис. 3. Определение астрономической единицы по прохождению Венеры по диску Солнца. Видимые из разных точек Земли траектории Венеры на солнечном диске различны. Это позволяет вычислить параллакс Солнца.

прохождения планеты по диску Солнца) явилось помехой для точных измерений (последнее прохождение Венеры было в 1822 г., следующее состоится в 2004 г.).

Большой точности удалось достичь при наблюдениях астероида Эрос, к-рый временами проходит так близко от Земли, что его параллакс достигает почти угловой минуты. По такому параллаксу расстояние от Эроса до Земли в момент наблюдения находят достаточно точно. Чтобы вычислить по нему ве-

личину а. е. A , нужно определить стороны треугольника $ЗЭС$ (рис. 4). На практике же по всем существующим и новым наблюдениям Эроса и по найденным расстояниям $ЗЗ$ вычисляют улучшенные элементы орбиты и по этим новым элементам — по периоду обращения и ср. расстоянию — с помощью 3-го закона Кеплера определяют а. е. (см. *Расстояния до космических объектов*). Наблюдения Эроса в 1930—31 гг. дали значение параллакса Солнца $(8,790 \pm 0,004)''$. Принятое до этого (в 1896 г.) значение параллакса составляло $(8,803 \pm 0,001)''$, разница в параллаксах соответствовала различию в расстоянии до Солнца $\approx 170\,000$ км.

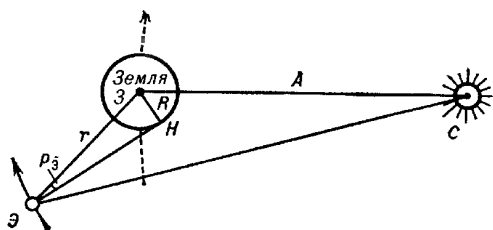


Рис. 4. Схема определения среднего расстояния Земли от Солнца (а. е.) A по параллаксу p_z астероида Эрос: $З$ — Земля, $С$ — Солнце, $Э$ — Эрос, $Н$ — положение наблюдателя на поверхности Земли в момент наблюдения экваториального параллакса Эроса; r — расстояние Земля — Эрос, R — радиус Земли.

К новым методам измерения а. е. относится радиолокация планет (см. *Радиолокационная астрономия*). К планете, напр. Венере, радиолокатором посылается сигнал, к-рый после отражения от поверхности планеты возвращается к приёмнику. Зная скорость распространения радиоволн ($299\,792,458$ км/с), разность моментов посылки и возвращения сигнала и изменение расстояния между планетами за время его путешествия, можно вычислить расстояние до Венеры и, как в случае с Эросом, найти по нему величину а. е. Если Венера находится в элонгации (наибольшем видимом удалении от Солнца), то её движение по орбите для наблюдателя с Земли происходит по лучу зрения. Вследствие эффекта Доплера частота возвращающегося сигнала изменяется пропорционально орбитальной скорости Венеры. Если измеренную таким способом орбитальную скорость разделить на орбитальную скорость, вычисленную в долях а. е. по элемен-

там орбиты, то также получим величину а. е. в км.

Другой новейший способ определения а. е. — анализ движения автоматич. межпланетной станции, элементы орбиты к-рой вычислены с высокой точностью благодаря многочисленным сеансам связи.

За наиболее точное значение а. е. принимается $(149\,597\,870 \pm 2)$ км, а в обычных астрономич. расчётах — округлённое значение $149\,600\,000$ км.

Лит.: Струве О., Липде Б., Пилланс Э., *Элементарная астрономия*, пер. с англ., 2 изд., М., 1967, с. 67; Михайлов А. А., *Астрономическая единица длины*, «Земля и Вселенная», 1967, № 2, 3.

Ю. П. Псковский.

АСТРОФОТОМЕТРИЯ — раздел практич. астрофизики, занимающийся световыми измерениями. Измерение светового потока даёт осн. информацию о звёздах, галактиках, туманностях и др. астрономич. объектах. Первая в истории астрономии фотометрич. работа — разделение видимых невооружённым глазом звёзд на 6 классов (звёздных величин) — была выполнена Гиппархом во 2 в. до н. э. Глаз оставался единственным светоприёмником до середины 19 в., когда была создана фотопластинка. В настоящее время осн. светоприёмниками явл. фотоэлектрич. приборы: фотоэлектронные умножители (ФЭУ), электронно-оптич. преобразователи (ЭОП), фотосопротивления и фотодиоды. По эффективности они в сотни раз превосходят фотоэмульсию, хотя последняя до сих пор не потеряла своего значения. Всё шире стали применяться т. н. приборы с зарядовой связью (ПЗС), сочетающие эффективность фотоэлектрич. приборов с достоинствами фотографии (построение изображения).

Для исследования распределения энергии в спектрах звёзд и др. астрофизич. объектов применяется многоцветная фотометрия, т. е. измерение светового потока в нескольких определённых участках спектра. Результат измерения принято выражать в *звёздных величинах* m — относительных (безразмерных) единицах:

$$m - m_0 = -2,5 \lg (E/E_0),$$

где m_0 и E_0 — постоянные (E — освещённость, создаваемая звездой величины m). Напр., для визуальных величин (эффективная длина волны $\lambda_0 = 5500$ Å) постоянные m_0 и E_0 выбраны так, что звезда величины $m = 0$ создаёт освещён-

щённость на верхней границе земной атмосферы $E = 2,5 \cdot 10^{-6}$ люкс. Т. к. для одной и той же звезды освещённость пропорциональна интенсивности излучения $I(\lambda)$, разность звёздных величин двух звёзд будет:

$$\Delta m = m_1 - m_2 = -2,5 \lg \{I_1(\lambda)/I_2(\lambda)\}.$$

Аналогично можно определить разность блеска одной и той же звезды в разных участках спектра:

$$C = m(\lambda_1) - m(\lambda_2) = -2,5 \lg [I(\lambda_1)/I(\lambda_2)].$$

Величина C наз. *показателем цвета* (к о л о р - и н д е к с о м) звезды, её значение может быть как положительным, так и отрицательным. Чем больше показатель цвета, тем «краснее» звезда. (Под «цветом» понимается звёздная величина в данном спектр. интервале.) Если измеряется звёздная величина объекта в одном к.-л. участке спектра, то говорят об одноцветной фотометрии, в 3 участках — 3-цветной и т. д. 3-цветная фотометрия даёт 2 показателя цвета. Обычно принимается, что все показатели цвета звёзд *спектрального класса A0V* равны нулю.

Для сравнения распределения энергии в спектрах разных звёзд (и др. объектов) пользуются ф о т о м е т р и ч е с к и м и с и с т е м а м и. Фотометрич. система характеризуется набором эффективных длин волн λ_0 и полушириной соответствующих полос пропускания $\Delta\lambda$ (ширина полосы по половине интенсивности на волне λ_0). Система определяется кривыми пропускания применяемых в ней *светофильтров*, спектр. чувствительностью светоприёмника, распределением энергии в спектре изучаемого объекта и *прозрачностью земной атмосферы*. В более широком смысле под фотометрической системой понимают не только аппаратную систему, к-рая в основном и определяет λ_0 и $\Delta\lambda$, но и ф о т о м е т р и ч е с к и е с т а н д а р т ы, т. е. измеренные в этой системе световые потоки от ряда определённых звёзд. Фотометрич. стандарты дают возможность сводить наблюдения, выполненные разными наблюдателями в своих, инструментальных, системах, к одной — стандартной. Чем ближе инструментальная система к стандартной, тем меньше коэффициенты перехода, вычисляемые по наблюдениям стандартных звёзд. Фотометрич. системы делятся на широкополосные ($\Delta\lambda > 300 \text{ \AA}$), среднеполос-

ные ($\Delta\lambda \sim 100-300 \text{ \AA}$) и узкополосные ($\Delta\lambda < 100 \text{ \AA}$).

Широкополосные системы

Из широкополосных фотометрич. систем наибольшее распространение получила 3-цветная система *UBV* (Х. Диконсон, США) — по первым буквам англ. слов: *ultraviolet* — ультрафиолетовый, *blue* — синий и *visual* — визуальный. Система достаточно хорошо воспроизводима и легко реализуется со стеклянными фильтрами УФС-6 толщиной 2 мм (*U*), СС-5 толщиной 3 мм (*B*) и ЖС-17 или ЖС-18 (*V*) толщиной 2—4 мм и 2 мм соответственно и фотоумножителем с сурьмяно-цезиевым катодом (S 14) и кварцевым окном. Кривые реакции системы, т. е.

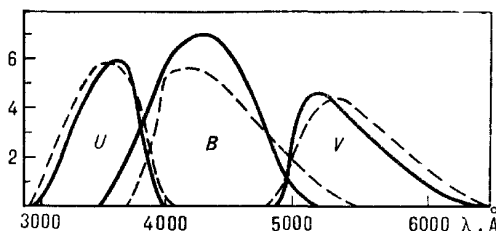


Рис. 1. Кривые реакции (в относительных единицах) наиболее распространённой фотометрической системы *UBV* — стандартной (сплошная линия) и инструментальной.

полосы пропускания светофильтров с учётом спектральной чувствительности светоприёмника, показаны на рис. 1 сплошной линией. Штриховой линией показаны в качестве примера инструментальные кривые реакции системы *U'B'V'*, осуществлённой с указанным выше набором фильтров и фотоумножителем типа ЕМ1 6256 s на Южной станции ГАИШ (Крым). Эффективные длины волн системы *UBV*: 3500 Å (*U*), 4350 Å (*B*) и 5550 Å (*V*). Эффективные длины волн инструментальной системы соответственно равны 3540 Å, 4320 Å и 5460 Å.

Приведение инструментальной системы к стандартной осуществляется по наблюдениям стандартных звёзд. Для этой цели удобно наблюдать к.-л. рассеянное звёздное скопление с набором звёзд разного спектр. класса (от голубых до красных). Выбор стандартных звёзд системы *UBV* не представляет затруднений, т. к. определены *UBV*-

В дальнейшем система *ibvu* была дополнена узкополосной величиной β для измерения интенсивности линии H_{β} .

Наиболее полно разработанной среднеполосной системой явл. Вильнюсская 7-цветная фотометрич. система (более 2000 звёзд), осн. назначение к-рой — двумерная спектр. классификация звёзд.

Узкополосные системы используются прежде всего для многомерной спектр. классификации звёзд. Первой подобной системой были 6-цветная система Стрёмгрена, включающая величину β . В настоящее время известно более 20 узкополосных систем. Особо следует отметить узкополосные ИК-фотометрич. системы. Одна из таких систем — 3-цветная система Ф. Барнхарта и У. Митчелла (США), длины волн к-рой совпадают с длинами волн величин K , L и N широкополосной Аризонской

системы (Джонсона), но полуширины полос пропускания в 2—3 раза уже. В этой системе проведены наблюдения всего неск. десятков звёзд. Наибольшее количество звёзд (ок. 1400) измерено в Аризонской ИК-среднеполосной системе с полушириной полос пропускания 0,045—0,068 мкм ($\lambda_0 = 0,724; 0,800; 0,858; 0,985$ и $1,108$ мкм).

Для внеатмосферных наблюдений применяются средне- и узкополосные УФ-фотометрич. системы ($\lambda < 2000 \text{ \AA} = 0,2 \text{ мкм}$). Наибольшее число ($\approx 12\,000$) звёзд измерено в 4-цветной системе «Celestrop» на спутнике ОАО-2 (Орбитальная астрономическая обсерватория, США, 1967 г.). Кривые реакции системы имеют полуширины от 0,33 до 0,85 мкм, т. е. система явл. смешанной (средне- и широкополосной).

Лит.: Страйжис В. Л., Многоцветная фотометрия звёзд, Вильнюс, 1977.
В. М. Лютый.

БАЛЬМЕРА СЕРИЯ — совокупность спектральных линий атома водорода, расположенных в видимой и ближней УФ-областях спектра.

Линии Б. с. могут наблюдаться как в излучении, так и в поглощении. Длины волн λ_n , соответствующие спектральной серии Бальмера, удовлетворяют соотношению:

$$\frac{1}{\lambda_n} = R \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

где $n > 2$ — целое число, $n_0 = 2$, а $R = 109677,59 \text{ см}^{-1}$ — т. н. *Ридберга постоянная* для водорода. Каждой линии Б. с. соответствует определённое значение n , характеризующее *уровень энергии* атома, переход с которого на первый возбуждённый уровень ($n_0 = 2$) определяет квант излучения Б. с. Первая линия Б. с. H_α (6563 Å) соответствует переходу атома из состояния с $n = 3$. Следующие линии Б. с. (H_β , H_γ , H_δ и т. д.) имеют меньшие длины волн: $\lambda = 4861, 4340, 4102 \text{ Å}$ и т. д. Предел Б. с. ($\lambda = 3646 \text{ Å}$) соответствует захвату протоном свободного электрона ($n = \infty$) с нулевой начальной энергией на первый возбуждённый уровень.

В астрономии исследование линий Б. с. имеет большое значение, поскольку водород — наиболее обильный элемент во Вселенной, а линии Б. с. расположены в удобной для исследования области спектра. Однако, несмотря на обилие в космич. телах водорода, Б. с. наблюдается не у всех тел. Для образования достаточно сильных линий поглощения Б. с. в спектре небесного тела необходимо присутствие достаточного количества атомов водорода в неионизованном возбуждённом состоянии (на уровне с $n_0 = 2$). Лучше всего эти условия выполняются в атмосферах звёзд *спектрального класса А* (с *эффективной температурой* $T_0 \approx 10^4 \text{ К}$), поэтому линии поглощения Б. с. у них наиболее интенсивны. В более холодных звёздных атмосферах ($T_0 < 6000 \text{ К}$, звёзды классов М, К) мало возбуждённых атомов (см.

Больцмана распределение), а в более горячих ($T_0 > 3 \cdot 10^4 \text{ К}$, звёзды класса О) почти все атомы ионизованы (см. *Ионизация*). В связи с этим в спектрах холодных и горячих звёзд линии Б. с. слабее.

Т. о., анализ интенсивностей линий поглощения Б. с. позволяет определять темп-ры звёздных атмосфер. На состояние ионизации атомов водорода влияет также и плотность вещества: чем больше плотность, тем больше при данной темп-ре нейтральных атомов. Кроме того, большая плотность вещества приводит к уширению линий Б. с. и появлению у них развитых крыльев (см. *Спектральные линии*). Поэтому на основе сравнения профилей линий Б. с. у звёзд с одинаковой темп-рой поверхности изучают различия в плотности звёздных атмосфер. Плотность атмосферы тесно связана с ускорением силы тяжести g на поверхности звезды, что позволяет определять g по ширине профиля линий Б. с.

В спектрах звёзд с протяжёнными атмосферами и околзвёздными оболочками, а также в спектрах эмиссионных туманностей (см. *Зоны III*), активных ядер галактик и квазаров линии Б. с. видны в излучении и явл. очень сильными. По отношению интенсивностей этих линий можно судить о ряде св-в этих объектов (см. *Бальмеровский декремент*).

А. М. Черепанчук.

БАЛЬМЕРОВСКИЙ ДЕКРЕМЕНТ — отношение интенсивностей эмиссионных спектр. линий *Бальмера серии* (обычно к интенсивности линии H_β , к-рую принимают за единицу). Сравнение наблюдаемого Б. д. туманностей с расчётным позволяет определить величину *межзвёздного поглощения* света на пути до туманности. В квазарах и активных ядрах галактик по величине Б. д. и его переменности можно судить о физ. параметрах газа и происходящих там процессах. Наблюдения Б. д. в спектрах звёзд с движущимися оболочками дают информацию о структуре и динамике атмосфер этих звёзд.

Б. д. определяется в основном населённостью уровней энергии атомов водорода и условиями выхода фотонов. В туманностях, в к-рых водород ионизован практически только за счёт фотоионизации (зоны II и планетарные туманности), Б. д. определяется рекомбинационным механизмом заселения уровней водорода (см. *Рекомбинация*). В этих объектах величина Б. д. очень слабо зависит от темп-ры, плотности вещества и оптической толщи туманности в линиях Лаймана серии (см. табл.). Обычно области ионизованного водорода (зоны II) непрозрачны для излучения в линиях серии Лаймана, однако в туманностях с большими перепадами скоростей вещества (планетарные туманности, околозвёздные оболочки) может наступить частичное просветление в этих линиях. Б. д. таких объектов отличаются от Б. д. обычных зон II .

В туманностях, в к-рых газ ионизован преимущественно ударами электронов (напр., в ударных волнах в остатках вспышек сверхновых звёзд), космическими лучами или рентг. излучением (окрестности рентг. источников, активные ядра галактик, квазары), наряду с рекомбинацией на Б. д. влияют переходы на более высокие уровни энергии, обусловленные ударами электронов. Это делает Б. д. более крутым и сильно зависящим от темп-ры.

Ещё значительнее [до $I(H\alpha)/I(H\beta) \approx 100$] Б. д. может быть при определённых условиях в среде оптически

толстой для бальмеровских линий. Оба эффекта, ведущих к увеличению Б. д., имеют место в ядрах сейфертовских галактик и в квазарах. Б. д. ядер активных галактик и квазаров оказываются переменными во времени, разными для разных объектов и могут сильно отличаться от Б. д. зон II .

Н. Г. Бочкарёв.

БАЛЬМЕРОВСКИЙ СКАЧОК — резкое изменение интенсивности непрерывного излучения водорода в газообразном состоянии на малом интервале длин волн вблизи границы *Бальмера серии* ($\lambda = 3646 \text{ \AA}$). Наряду с Б. с. существуют скачки у границ др. спектральных серий водорода и сильных спектр. серий др. элементов. Наиболее изучен Б. с., т. к. он попадает в диапазон длин волн, доступный астрономич. наблюдениям с Земли.

Б. с. возникает из-за скачкообразного уменьшения коэфф. поглощения атомами водорода непрерывного излучения при увеличении длины волны вблизи границы серии Бальмера (см. рис. 4 в ст. *Атмосферы звёзд*). Уменьшение коэфф. поглощения объясняется тем, что фотоны с $\lambda > 3646 \text{ \AA}$ уже не могут ионизовать атом водорода со 2-го уровня энергии и, т. о., не могут поглотиться за счёт этого процесса.

В спектрах звёзд интенсивность излучения на длинах волн, немного превышающих $3646 \text{ \AA}$, больше, чем на длинах волн, несколько меньших $3646 \text{ \AA}$ (см. рис.). Это обусловлено ростом темп-ры с глубиной. На длинах волн, где λ меньше ($\lambda > 3646 \text{ \AA}$), наблюдается излучение, выходящее из более глубоких и, следовательно, более горячих слоёв атмосферы. Более горячие слои светят сильнее холодных, чем и объясняется характер скачка интенсивности излучения в спектре звёзд.

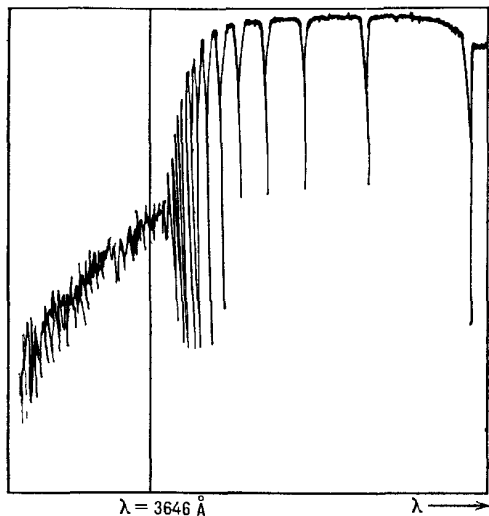
Б. с. в спектрах звёзд немного сдвинут от $3646 \text{ \AA}$ в сторону более длинных волн и размыт по шкале длин волн на десятки (для белых карликов — на сотни) ангстрем. Это связано с тем, что в звёздных атмосферах спектральные линии уширены тем сильнее, чем плотнее атмосфера (эффект обусловлен давлением газа). Вблизи границы спектр. серии линии сливаются, продолжая непрерывный спектр звезды и отодвигая положение Б. с. к большим длинам волн. По положению и размытию Б. с., а также по перепаду интенсивности

Отношение интенсивностей линий серии Бальмера в оптически тонкой для указанных линий среде при температуре 10 000 К в пределе низкой плотности

Линия	Номера уровней, между к-рыми совершается переход	Длина волны, $\text{\AA}$	I		II
			среда, прозрачная в линиях серии Лаймана	среда, непрозрачная в линиях серии Лаймана	
H_2	3→2	6563	2,86	2,87	4,66
H_3	4→2	4861	1,00	1,00	1,00
H_4	5→2	4320	0,470	0,466	0,42
H_5	6→2	4102	0,262	0,256	0,22
H_6	7→2	3970	0,159	0,158	0,14

I — туманности, ионизованные излучением (рекомбинационный механизм заселения уровней); II — туманности, ионизованные ударами электронов (заселение уровней электроновными ударами и рекомбинациями). Данные приведены для среды, непрозрачной в линиях серии Лаймана.

излучения в нём можно судить о *светимости классе* и др. параметрах звезды. На основе измерения этих трёх характеристик Б. с. разработана классификация звёзд. Наиболее сильно выражен Б. с. у звёзд спектр. классов А и F. В атмосферах звёзд др. классов 2-й уровень энергии водорода заселён мало — у более горячих из-за сильной ионизации водорода, у более холодных —



Регистрограмма спектра звезды γ Близнецов спектрального класса A0V. Вертикальная линия показывает место границы серии Балмера ($3646 \text{ \AA}$). Длины волн λ возрастают слева направо.

из-за недостаточной темп-ры газа (см. *Сага формула, Больцмана распределение*).

Б. с. наблюдается также в спектрах газовых туманностей (см. рис. 4 в ст. *Зоны НII*), ядер галактик, квазаров и т. д. Б. с. в зонах НII характеризуется значит. перепадом интенсивности (≥ 5 раз) и имеет противоположный по отношению к Б. с. в атмосферах звёзд знак: при $\lambda < 3646 \text{ \AA}$ интенсивность излучения больше, чем при $\lambda > 3646 \text{ \AA}$. Это связано с тем, что прозрачный газ туманностей (зон НII) сильнее светит на тех длинах волн, где κ больше, а также с тем, что в отличие от *фотосфер* звёзд излучение туманностей наблюдается на тёмном фоне неба, а не на фоне излучения более глубоких и горячих слоёв звёзд.

У звёзд, окружённых газовыми оболочками, действуют эффекты, характер-

ные как для звёзд, так и для туманностей, и Б. с. может быть любого знака.

Лит.: Мартынов Д. Я., Курс общей астрофизики, 3 изд., М., 1979; Грей Д., Наблюдения и анализ звездных фотосфер, пер. с англ., М., 1980; Аллер Л., Лиллер У., Планетарные туманности, пер. с англ., М., 1971; Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Межзвездная среда, М., 1963.

Н. Г. Бочкарев.

БАРИОННАЯ АСИММЕТРИЯ ВСЕЛЕННОЙ — наблюдаемое в окружающей нас части Вселенной преобладание вещества над антивеществом, экстраполируемое на Вселенную в целом (см. *Барионы, Античастицы*). Очевидно, антивещества нет на Земле, т. к. перемешанные вещество и антивещество мгновенно аннигилируют с выделением огромной энергии (см. *Аннигиляция*). Данные о метеоритных вспышках, межпланетном газе, солнечном ветре говорят, что антивещество отсутствует и в Солнечной системе. Более того, малое количество антипротонов и более тяжёлых антиядер в *космических лучах*, а также тот факт, что в межзвёздном газе не происходит аннигиляции протонов (p) и антипротонов ($\bar{p}$), к-рую можно было бы наблюдать по появлению фотонов высокой энергии (γ) от цепочки реакций $p + \bar{p} \rightarrow \pi^0 + \dots$, $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$, показывают, что антивещество в Галактике в больших количествах отсутствует.

Вопрос о присутствии антивещества в др. галактиках сложнее. Прямые наблюдения не исключают того, что некоторые из этих галактик могли бы состоять из антивещества. Известны, однако, сталкивающиеся галактики. В ряде случаев большое число галактик, входящих в одно скопление, погружено в общее облако газа. В подобных случаях можно считать, что все эти галактики состоят из вещества одного типа.

Данные теоретич. и лабораторных исследований указывают на симметрию св-в частиц и античастиц: их массы в точности одинаковы, заряды равны и противоположны по знаку. При встрече частицы и античастицы аннигилируют. Естественно было бы считать, что симметрии св-в соответствует и симметрия распространённости, т. е. что во Вселенной число частиц и античастиц одинаково. Локально, т. е. в малой области пространства, такого, очевидно, быть не может из-за аннигиляции. В больших областях пространства в принципе можно представить себе ситуацию, когда одни области заполнены только веществ-

вом, другие — антивеществом, а в среднем количества вещества и антивещества одинаковы. Такое обособление вещества и антивещества вряд ли могло быть следствием каких-то начальных условий, т. к. первичная горячая плазма на ранних стадиях расширения Вселенной при несохранении количества барионов (см. ниже) в силу термодинамического равновесия локально содержала равное число частиц и античастиц (см. в ст. *Космология*). Предположение же о том, что между веществом и антивеществом имеются силы отталкивания, приводящие к их разделению в больших масштабах, противоречит совр. данным о св-вах элементарных частиц.

Т. о., общепринята точка зрения, что в окружающем нас мире нет антивещества, несмотря на определённую симметрию между частицами и античастицами.

Наличие во Вселенной вещества и отсутствие антивещества называют барионной асимметрией Вселенной, имея в виду, что существует вещество, состоящее из протонов и нейтронов, объединённых общим названием — «барионы», и отсутствует антивещество, состоящее из антибарионов (т. е. антипротонов и антинейтронов).

Отношение ср. плотности (концентрации) барионов во Вселенной n_B к ср. плотности фотонов реликтового излучения n_γ ($\approx 500 \text{ см}^{-3}$) явл. фундаментальной константой совр. космологии и, согласно существующим данным, равно

$$\beta = n_B/n_\gamma = 10^{-9}.$$

На совр. этапе эволюции Вселенной антивещества в ней практически нет, но на ранней стадии развития, когда темп-ра была достаточно высокой ($T > 10^{13} \text{ К}$) и энергия фотонов превышала энергию покоя протона и нейтрона, количество частиц и античастиц должно было быть примерно равным: $(n_B - n_{\bar{B}})/n_B \approx \beta$.

Иными словами, на каждый миллиард антибарионов в плазме содержался миллиард барионов и ещё один барион. В дальнейшем при расширении и охлаждении плазмы каждая частица нашла себе партнера, с к-рым и проаннигилировала, образовав в конечном счёте фотоны. Эти фотоны и составляют значит. часть наблюдаемого сейчас реликтового радиополучения (см. *Микроволновое фоновое излучение*). «Лишние» же протоны и нейтроны, не найдя себе напарника

для аннигиляции, послужили в дальнейшем «строительным материалом» нашего мира.

В совр. науке факт Б. а. В. и значение β определяются не из фундаментальной физ. теории, а из астрономич. наблюдений. Именно астрономич. наблюдения указали на необходимость такой перестройки теории элементарных частиц, к-рая могла бы объяснить Б. а. В.

По совр. представлениям, возникновение Б. а. В. явл. следствием трёх физ. явлений: отсутствия точной симметрии между частицами и античастицами, несохранения количества барионов, расширения Вселенной. Рассмотрим эти явления подробнее.

1. Совр. теория утверждает, что частицы и античастицы обладают симметрией свойств. Это следует из т. н. СРТ-теоремы квантовой теории поля, согласно к-рой законы природы не изменяются, если от частиц перейти к античастицам (С-преобразование) и одновременно произвести замену координат r на $-r$ (зеркальное отражение, или Р-преобразование) и изменить направление времени на обратное (Т-преобразование). В силу СРТ-теоремы, если в системе протекает к.-л. процесс с участием элементарных частиц, то в ней возможен и СРТ-сопряжённый процесс, в к-ром частицы заменены соответствующими античастицами, проекции их *спинов* изменили знак, а начальные и конечные состояния поменялись местами.

Эксперимент, однако, показывает, что относительно С-, Р- и Т-преобразований (инверсий) в отдельности симметрия немного нарушена. В частности, если частица нестабильна и может распадаться в разные конечные состояния, то вероятности распадов в данное конкретное состояние для частицы и в аналогичное (зарядово-сопряжённое) для античастицы оказываются несколько различными. Это явление наз. нарушением С- и СР-симметрий. Различия в вероятностях очень мало, но именно оно обеспечивает преимущественное выживание частиц вещества в нашем мире.

2. Согласно имеющимся экспериментальным данным, разность полного числа барионов и антибарионов, называемая барионным зарядом (B), явл. сохраняющейся величиной. Прежде всего об этом свидетельствует стабильность окружающего нас вещества — протонов и атомных ядер. Далее из опытов, выполненных на ускорителях, известно, что

рождение антибариона в к.-л. реакции обязательно сопровождается рождением бариона, так что разность между полным числом барионов и антибарионов в начальном и конечном состояниях остаётся неизменной. Если барионы действительно сохраняются, то сколько барионов находилось с «самого начала» в нашей Вселенной, столько же и должно остаться в ней навсегда.

Однако с каждым известным сохраняющимся зарядом связана безмассовая частица — переносчик взаимодействия с этим зарядом (напр., фотон для частиц, обладающих электрич. зарядом). Можно считать установленным, что для барионного заряда подобной частицы не существует. Более того, теоретические *Великого объединения модели* предсказывают, что барионный заряд действительно не сохраняется, что наблюдаемая стабильность протона явл. лишь приближённой. Опыты по поискам распада протона пока не дали однозначных результатов. Не исключено, что определение времени жизни протона лежит за пределами совр. экспериментальных возможностей. В этом случае лишь астрономия (а именно: данные об отсутствии антивещества во Вселенной) может свидетельствовать о несохранении барионов.

Один из возможных путей, ведущих к несохранению барионного заряда, связан с распадом X -бозонов — тяжёлых частиц, предсказываемых моделями великого объединения. X -бозоны могут распадаться двумя способами: на пару *кварков* (qq) и на антикварк и антилептон ($\bar{q}\bar{l}$). В первом случае барионный заряд конечного состояния равен $2/3$, а во втором равен $-1/3$. Если бы законами физики был разрешён только один из этих распадов, то барионный заряд остался бы сохраняющимся, при этом пришлось бы приписать некий барионный заряд X -бозону. Именно наличие двух путей распада одной и той же частицы, ведущих к различным барионным зарядам в конечном состоянии, определяет несохранение B . Если первый процесс провести в обратном направлении, а затем включить второй: $qq \rightarrow X \rightarrow \bar{q}\bar{l}$, то в сумме барионный заряд B изменится на единицу.

Аналогичная ситуация возможна для анти- X -бозонов: $\bar{X} \rightarrow \bar{q}\bar{q}$, $\bar{X} \rightarrow q\bar{l}$, причём в силу нарушения C - и CP -симметрий вероятность распада ($X \rightarrow qq$) не равна вероятности зарядово-сопряжён-

ного распада ($\bar{X} \rightarrow \bar{q}\bar{q}$). Поэтому при распаде симметричной смеси X - и $\bar{X}$ -бозонов родится различное число барионов (кварков) и антибарионов (антикварков).

Эффект несохранения B в распадах X -бозонов велик, но при энергиях, достижимых в совр. лабораториях, несохранение B настолько мало, что пока не обнаружено. Это связано с гигантской величиной массы X -бозонов (предположительно, $m_X \approx 10^{14} - 10^{15}$ ГэВ). Вероятность процессов с их участием содержит фактор $(\mathcal{E}/m_X)^4$, где $\mathcal{E}$ — характерная энергия в данном процессе. Очевидно, что с ростом энергии вероятность несохранения B растёт, и при энергиях $\sim 10^{14} - 10^{15}$ ГэВ процессы с несохранением барионного заряда должны происходить с той же примерно вероятностью, что и процессы с его сохранением. К сожалению, пока нет и, по-видимому, ещё долго не будет ускорителя, на котором можно было бы непосредственно изучать законы взаимодействия частиц при таких энергиях. Однако самопроизвольный распад протона, если он будет обнаружен, косвенно позволит нам «заглянуть» в область этих сверхбольших энергий. Несохранение барионного заряда могло бы проявиться также в рождении антинейтронов в пучке свободных нейтронов — в т. н. нейтрон-антинейтронных осцилляциях. Их поиск также ведётся. В этих осцилляциях барионный заряд должен меняться сразу на две единицы.

Если в истории развития Вселенной был период, когда темп-ра была $\sim 10^{14} - 10^{15}$ ГэВ ($10^{27} - 10^{28}$ К), а плотность $\sim 10^{15}$ г/см³, то в это время несохранение барионного заряда должно было быть велико, в частности за счёт того, что в первичной плазме при такой темп-ре могли рождаться X -бозоны. Именно тогда из-за отличия в св-вах частиц и античастиц и мог возникнуть небольшой избыток барионов. В дальнейшем, по мере расширения Вселенной, средние расстояния между частицами росли, энергии падали и процессы, приводящие к несохранению барионов, постепенно выключались. Это вскоре привело к практически точному сохранению барионов и позволило небольшому избытку барионов, возникшему на сверхплотной стадии развития Вселенной, дожить до нашего времени в виде наблюдаемого во Вселенной вещества.

3. В приведённых рассуждениях существенную роль играет нестационарность Вселенной. Дело в том, что изолированная система, достаточно долго находящаяся в стационарном состоянии, обязательно приходит к термодинамич. равновесию. А в равновесном состоянии при несохранении B количество барионов равно количеству антибарионов. Это явл. следствием СРТ-теоремы. Но поскольку Вселенная нестационарна (расширяется), термодинамич. равновесие оказывается нарушенным. При этом из-за нарушения C - и CP -симметрий и несохранения барионного заряда число барионов обязательно не будет равно числу антибарионов.

Величину β в обсуждаемой модели можно выразить через параметры, характеризующие взаимодействие X -бозонов, их массу и темп расширения мира:

$$\beta \approx (0,1 - 0,01) H_m \tau \Delta B,$$

где H_m — постоянная Хаббла в момент, когда темп-ра первичной плазмы (энергия частиц) в энергетич. ед. была равна массе X -бозонов, τ — время жизни X -бозонов, а ΔB — разность вероятностей распада $X \rightarrow q\bar{q}$ и $\bar{X} \rightarrow \bar{q}q$. Можно с достаточной уверенностью сказать, что $\Delta B \ll 1$, но точность полученных теоретич. результатов колеблется в пределах 2-3 порядков. Хотя выводы теории имеют лишь качественный характер, они оказываются существенными для определения структуры Вселенной. Незвестная величина отношения n_B/n_γ должна быть, по-видимому, везде одинаковой. Следовательно, при малых возмущениях однородности Вселенной на ранних стадиях её эволюции плотность барионов и плотность фотонов (излучения) меняются пропорционально. На основе этой взаимосвязи можно сделать определённые выводы о характере совр. структуры Вселенной (существовании сверхскоплений галактик, их расположении и др.).

Лит.: Долгов А. Д., Зельдович Я. Б., Вещество и антивещество во Вселенной, «Природа», 1982, № 8; и х же, Космология и элементарные частицы, «УФН», 1980, т. 130, в. 4, с. 559.

А. Д. Долгов, Я. Б. Зельдович.

БАРИОНЫ — общее название адронов (сильно взаимодействующих элементарных частиц) с полуцелым спином (в единицах $\hbar = \hbar/2\pi$, где $\hbar$ — Планка постоянная). К Б. относятся нуклоны, гипероны, барионные резонансы (ко-

роткоживущие частицы, распадающиеся на Б. и мезоны). Б. состоят из 3 кварков, связь между к-рыми осуществляется глюонным полем. На расстояниях $\sim 10^{-13}$ см (размер атомного ядра) между Б. действуют очень большие силы, экспоненциально уменьшающиеся с расстоянием. Это — т. н. сильное взаимодействие, удерживающее, в частности, нуклоны в ядрах атомов, т. е. порождающие ядерные силы. Между заряженными Б. действуют также эл.-магнитные силы, однако на расстояниях меньше 10^{-13} см они оказываются значительно слабее ядерных сил. Сильное взаимодействие имеет осн. значение в ядерной физике. В космич. явлениях оно может проявляться в нейтронных звёздах, при очень больших (ядерных) плотностях вещества (достигаемых в процессе гравитационного коллапса), а в прошлом — на ранних стадиях расширения Вселенной (см. **Космология**). Масса вещества в основном определяется массой Б., поскольку кроме них в обычном веществе содержатся только электроны, а масса электрона примерно в две тысячи раз меньше массы нуклона. Антибарионы (антипротоны и др.) в значит. количествах во Вселенной не обнаружены.

Разность между числом Б. и антибарионов наз. барионным числом или барионным зарядом системы частиц. Во всех известных до настоящего времени процессах, в частности во всех ядерных реакциях, барионный заряд системы сохраняется. Однако в связи с разработкой моделей единой теории поля высказывается предположение о возможном несохранении барионного заряда (см. *Барионная асимметрия Вселенной*) и неустойчивости протона (см. *Великого объединения модели*).

М. Ю. Хлопов.
БАРОМЕТРИЧЕСКАЯ ФОРМУЛА — определяет зависимость от высоты h плотности n или давления p идеального изотермического газа, находящегося в гидростатическом равновесии в однородном поле силы тяжести. Высота h отсчитывается в направлении, противоположном ускорению силы тяжести g . Б. ф. явл. частным случаем *Больцмана распределения*, обычно используется для описания атмосфер космич. тел (планет, звёзд). Для плотности Б. ф. можно записать в виде:

$$n(h) = n_0 e^{-\frac{mg(h-h_0)}{kT}} \quad (1a)$$

для давления:

$$p(h) = p_0 e^{-\frac{mg(h-h_0)}{kT}} \quad (16)$$

где n_0 и p_0 — плотность и давление на нек-ром начальном уровне h_0 , m — масса частицы газа. Иногда вместо m удобнее пользоваться молекулярной массой $\mu = m/m_u$ (m_u — атомная единица массы), при этом в показателе степени вместо mg/kT следует писать $\mu g/RT$, где R — газовая постоянная. Показатель экспоненты в (1) можно также записать в виде $(h - h_0)/H$, где т. н. высота однородной атмосферы $H = kT/mg$ характеризует протяжённость атмосферы (масштаб высоты) и скорость убывания n и p с высотой. H численно равна перепаду высот, на к-ром n (или p) уменьшается в e раз. Чем больше H , тем медленнее убывает с высотой n (или p) и тем протяжённее атмосфера.

Если газ состоит из частиц разной массы, то в отсутствии перемешивания (напр., в верхних слоях атмосфер планет) распределение каждого сорта частиц характеризуется своей Б. ф. и своей высотой H (у более лёгких частиц H больше). В случае хорошего перемешивания (напр., в нижних частях планетных атмосфер) все частицы характеризуются одним значением $H = kT/\bar{m}g$, где $\bar{m}$ — ср. масса частиц газа. В плазме (напр., в атмосферах звёзд) электроны и ионы имеют одинаковую шкалу высот H , несмотря на большое различие масс. Это связано с тем, что гравитац. разделению ионов и электронов препятствуют электрнич. силы, стремящиеся поддерживать электронейтральность плазмы и на много порядков превосходящие гравитац. силы. Поэтому в случае плазмы в Б. ф. надо подставлять $\bar{m}$, равное ср. значению массы ионов и электронов, напр. для полностью ионизованного водорода $\bar{m} \approx 0,5 m_u$.

В тех случаях, когда велика роль давления излучения (напр., в атмосферах горячих звёзд) вместо g в Б. ф. надо подставлять эффективное ускорение силы тяжести, определяемое разностью сил тяготения и давления излучения.

В реальных атмосферах изменение n и p с высотой в разной степени отличается от (1а и 1б) (см., напр., рис. 8 в ст. *Планеты*). Отклонения связаны с

нарушением приведённых в определении условий применимости Б. ф. В частности, может нарушаться условие изотермичности газа (см., напр., *Верхняя атмосфера*). Следует учитывать также зависимость g от высоты, что особенно важно для протяжённых атмосфер. Напр., для планет или звёзд $g \approx G\mathcal{M}/r^2$, где G — гравитационная постоянная, $\mathcal{M}$ — масса планеты (звезды), r — расстояние от её центра. В этом случае вместо (1) имеем: $n(r) \sim e^{mG\mathcal{M}/kTr}$. Для больших расстояний ($r \rightarrow \infty$) эта формула неприменима. В самом деле, при $r \rightarrow \infty$ плотность стремится к конечной величине, что требует бесконечно большого количества газа в атмосфере. Следовательно, изотермич. газ в реальном гравитац. поле не может находиться в гидростатич. равновесии и должен непрерывно расширяться в космич. пространство. Поскольку лёгкие частицы образуют более протяжённые атмосферы, эффект рассеяния сильнее сказывается именно для них (см. *Диссипация атмосфер*). Неизбежность диссипации легко понять, если учесть, что в изотермич. газе всегда имеются частицы (см. *Максвелла распределение*), скорости (энергии) к-рых достаточны для преодоления конечного гравитац. потенциального барьера ($\sim G\mathcal{M}/r_0$, где r_0 — радиус планеты или звезды). В идеализированном же случае однородного гравитац. поля потенциальный барьер $[\sim g(r - r_0)]$ при $r \rightarrow \infty$ бесконечен, частицы не в состоянии покинуть атмосферу и могут находиться в гидростатич. равновесии. При достаточно быстром вращении атмосферы следует учитывать вклад в эффективное значение g центробежных сил, зависящих от расстояния до оси вращения. При этом величина H в экваториальных областях возрастает больше, чем в приполярных, и атмосфера приобретает сплюснутый вид.

БАРСТЕРЫ — вспыхивающие рентг. источники с периодом повторения вспышек от неск. часов до неск. дней, обнаружены в 1975 г. методами внеатмосферной рентгеновской астрономии. Примеры записей рентг. излучения от двух Б. приведены на рис. 1, а и б. Все обнаруженные до сих пор Б. (свыше 50) имеют вспышки, похожие на те, что приведены на рис. 1, а. Эти же вспышки изображены схематически на рис. 1, в. Характерная энергия фотонов рентг. излучения Б. 1—20 кэВ. Из 50 известных Б. 6 обнаружены в центральных областях наиболее

богатых шаровых звёздных скоплений. Большинство Б. расположено в пределах 30° от направления на галактический центр, что свидетельствует о принадлежности их к сферич. подсистеме Галактики. Следовательно, ср. расстоя-

чения абсолютно чёрного тела с темп-рой ≈ 6 кэВ ($\approx 7 \cdot 10^7$ К). Зная поток энергии и расстояние до Б., можно, воспользовавшись Стефана — Больцмана законом излучения, оценить размер излучающей области («горячего пятна») ~ 10 км.

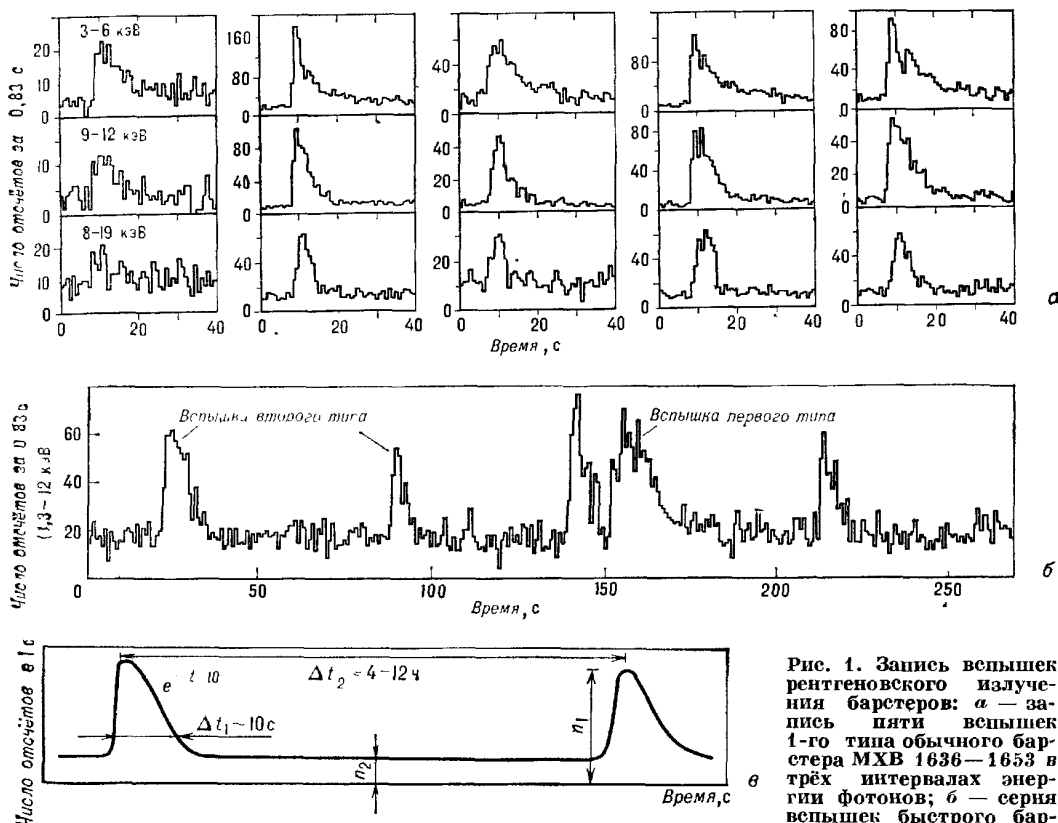


Рис. 1. Запись вспышек рентгеновского излучения барстеров: а — запись пяти вспышек 1-го типа обычного барстера МХВ 1636—1653 в трёх интервалах энергии фотонов; б — серия вспышек быстрого барстера МХВ 1730—335

(среди частых вспышек отмечена одна 1-го типа); в — схематическое представление записи интенсивности излучения от обычного рентгеновского барстера (вспышки 1-го типа).

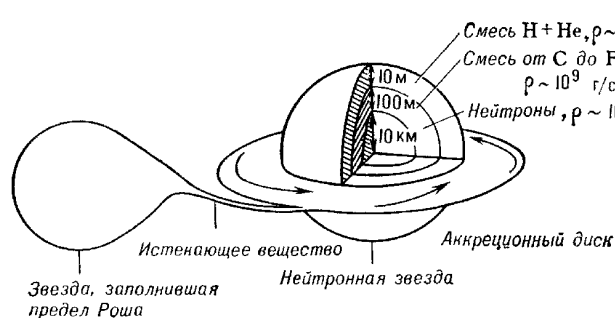
ние до Б. порядка расстояния до центра Галактики (~ 10 кпк), что позволяет оценить абс. светимость Б. во время вспышки ($\sim 10^{38}$ эрг/с) и полную энергию, излучённую за это время в рентг. диапазоне ($\sim 10^{39}$ эрг). Наблюдения показали, что Б. между вспышками явл. медленно меняющимися рентг. источниками со ср. светимостью $\sim 10^{36} - 10^{37}$ эрг/с. Интервал между вспышками не остаётся постоянным, он меняется в пределах 30—50%. При увеличении ср. светимости время между вспышками уменьшается, и при достижении нек-рой критич. светимости ($\sim 10^{37}$ эрг/с) вспышки вообще исчезают. Спектр излучения во время вспышки близок к спектру излу-

чения абсолютно чёрного тела с темп-рой ≈ 6 кэВ ($\approx 7 \cdot 10^7$ К). Зная поток энергии и расстояние до Б., можно, воспользовавшись Стефана — Больцмана законом излучения, оценить размер излучающей области («горячего пятна») ~ 10 км.

Во время вспышки размер горячего пятна меняется слабо, а сама вспышка есть результат кратковременного повышения темп-ры этого пятна. Размер горячей области и светимость источника свидетельствуют о том, что Б. является аккрецирующей нейтронной звездой солнечной массы.

Согласно наблюдениям, энергия, излучаемая Б. между вспышками, примерно в 100 раз превосходит энергию, излучаемую во вспышках: $n_2 \Delta t_2 \approx \approx 100 n_1 \Delta t_1$ (см. рис. 1, в). Примечательно, что это отношение практически совпадает с отношением гравитационной энергии вещества на поверхности нейтронной звезды (10^{20} эрг/г) к энергии,

выделяемой при термоядерном сгорании гелия (10^{18} эрг/г). Поэтому естественно предположить, что между вспышками излучается гравитац. энергия аккрецируемого нейтронной звездой вещества (см. *Аккреция*), а во время вспышки — ядерная энергия от сгорания гелия. Т. о., особенности излучения Б. теория объясняет повторяющимися термоядерными гелиевыми вспышками в вырожденной оболочке аккрецирующей нейтронной звезды, находящейся в двойной системе. Вторая звезда обладает массой $\approx 0,5 m_{\odot}$. Она заполняет свою полость Роша и обеспечивает нейтронную звезду веществом, богатым



гелиевым ядерным топливом.

Расчёты показали, что вещество, аккрецируемое нейтронной звездой, накапливается в течение неск. часов на её поверхности в виде слоя толщиной ~ 10 м и поверхностной плотностью $\sim 10^9$ г/см² (рис. 2).

Охлаждение за счёт излучения богатой ядерным топливом оболочки столь эффективно, что, несмотря на сжатие в мощном гравитац. поле нейтронной звезды, оболочка остаётся сравнительно холодной. Ядерное горение на этой стадии невозможно. Но по мере накопления вещества в вырожденной оболочке (см. *Вырожденный газ*) его темп-ра повышается. Водород начинает гореть, когда масса оболочки достигает определённой величины, зависящей от скорости аккреции и массы нейтронной звезды. Время горения водорода $\sim 10^5$ с, так что его горение не может объяснить коротких вспышек Б. Но горение водорода и продолжающаяся аккреция ведут к дальнейшему повышению темп-ры T оболочки и при $T \approx 3 \cdot 10^8$ К начинает гореть гелий с выделением энергии $\sim 10^{18}$ эрг/г. Горение гелия в вырожденной оболочке имеет самоускоряю-

щийся характер, поскольку давление вырожденного вещества не зависит от темп-ры. Поэтому выделение энергии при горении гелия и соответствующее повышение T приводит не к расширению слоя и его охлаждению, а к дальнейшему росту энерговыделения и темп-ры. В результате накопленный между вспышками гелий в количестве $\sim 10^{21}$ г сгорает за неск. секунд. Т. о., механизм вспышек Б. — термоядерный взрыв — полностью аналогичен механизму вспышек *новых звёзд*. Однако сброс оболочки Б. невозможен из-за большой энергии связи вещества на поверхности нейтронной звезды. Численный расчёт показал, что теоретич. кривая блеска хорошо согласуется с наблюдаемой. Исчезновение вспышек при повышении средней яркости Б., а следовательно и скорости аккреции, объясняется снятием вырождения вещества оболочки и уста-

Рис. 2. Структура оболочки аккрецирующей нейтронной звезды — модель барстера (масштаб не выдержан).

новлением стационарного горения гелия.

Обнаружен один Б. (МХВ 1730—335), называемый обычно быстрым, к-рый демонстрирует два типа вспышек (рис. 1, б). Непрерывная серия вспышек с частотой повторения ~ 100 с (вспышки 2-го типа) прерывается раз в 3—4 ч обычной вспышкой (1-го типа). Интервал между вспышками 2-го типа медленно меняется от 20 до 400 с. Энергия, излучаемая этим Б. во вспышках 2-го типа, примерно в 100 раз превосходит энергию, излучаемую во вспышках 1-го типа. Напомним, что отношение энергии, излучаемой обычным Б. между вспышками, к энергии вспышек — такого же порядка. Поскольку между вспышками излучается гравитац. энергия аккрецируемого вещества, аккреция, как показывает пример быстрого Б., может быть нестационарной. При этом вещество ($\sim 10^{19}$ г), накопленное, вероятно, в аккреционном диске около нейтронной звезды за ~ 100 с, присоединяется к ней за неск. секунд вследствие наступления какой-то неустойчивости. Масса и темп-ра оболочки быстрого Б., как и обычного, постепенно увеличиваются,

и раз в неск. часов происходит быстрое сгорание гелия, проявляющееся, как обычная вспышка. Следовательно, св-ва быстрого Б. подтверждают описанную выше модель вспышек.

Неск. Б. отождествлены со слабыми голубыми звездообразными объектами с непрерывными спектрами. Исследование оптич. излучения этих звёзд показало, что рентг. вспышки нек-рых Б. сопровождаются оптич. вспышками сходной продолжительности. Оптич. «эхэ» оказалось запаздывающим на ≈ 3 с. Это запаздывание определяется временем, к-рое необходимо излучению для преодоления расстояния $\sim 10^{11}$ см от нейтронной звезды до спутника, переизлучающего поглощаемое рентг. излучение в оптич. диапазоне.

Происхождение Б. пока не вполне ясно. Возможно, они генетически связаны с ядрами наиболее массивных шаровых звёздных скоплений, близких к центру Галактики. Распад со временем этих скоплений объясняет концентрацию Б. около центра Галактики. Излучение Б. между вспышками обусловлено существованием стационарного аккреционного диска. Вещество поступает в диск со скоростью $\sim 10^{-9} \text{ } \mathcal{M}_{\odot}$ в год от звезды-спутника. Обмен веществом поддерживается либо обычным эволюционным расширением оболочки спутника, либо сближением звёзд в результате потери орбитального момента импульса при излучении гравитац. волн. Несмотря на кажущуюся простоту и убедительность модели, а также успешную интерпретацию нек-рых св-в Б., остаются пока неясными происхождение этих объектов и их место в эволюции звёзд, кинетика ядерного горения, роль вероятных отклонений от сферич. симметрии, вызванных вращением или магн. полем.

А. В. Тутуков.

БЕЛЫЕ КАРЛИКИ — компактные звёзды с массами $\mathcal{M}$, сравнимыми с массой Солнца $\mathcal{M}_{\odot}$, но с радиусами R , примерно в 100 раз меньшими радиуса Солнца $R_{\odot}$. Вследствие малых размеров ср. плотность Б. к. ($\sim 10^6 \text{ г/см}^3$) в миллионы раз выше плотности норм. звёзд. При таких плотностях давление вещества определяется электронным вырожденным газом. Поэтому часто Б. к. называют вырожденными звёздами. Название «Б. к.» связано с цветом первых открытых представителей этого класса — Сириуса В и 40 Эрида В — горячих белых звёзд. Позднее были от-

крыты и более холодные жёлтые и красные Б. к. Все они относятся к звёздам, находящимся на одной из конечных стадий эволюции звёзд. По числу Б. к. составляют 3—10% всех звёзд Галактики.

Б. к. существуют благодаря устойчивому равновесию сил гравитации и давления вырожденного газа электронов, к-рое определяется практически только плотностью вещества и почти не зависит от темп-ры и хим. состава (поскольку в недрах Б. к. нет водорода, а у др. элементов число электронов на ед. массы почти постоянно). Вследствие однозначной связи давления с плотностью теория предсказывает однозначное соотношение между $\mathcal{M}$ и R Б. к.: чем больше масса, тем меньше радиус. Более того, должен существовать верхний предел массы Б. к. (т. н. *Чандрасекара предел* $\mathcal{M}_c \approx 1,4 \mathcal{M}_{\odot}$), превышение

этого предела на поздних стадиях эволюции приводит к гравитац. коллапсу звезды. Существование предела массы у Б. к. (он был рассчитан С. Чандрасекаром в 1931 г.) объясняется тем, что с ростом плотности скорость электронов приближается к предельной, т. е. к скорости света. Из-за этого давление p растёт с плотностью ρ недостаточно быстро ($p \sim \rho^{4/3}$), чтобы удержать звезду в устойчивом равновесии. Для устойчивости равновесия необходим рост давления более быстрый, чем при показателе степени $4/3$ (см. *Гравитационный коллапс*). Потере устойчивости способствуют также нейтронизация вещества и эффекты общей теории относительности.

По совр. представлениям, Б. к. образуются из норм. звезды с начальной массой в неск. $\mathcal{M}_{\odot}$ после сброса внеш. слоёв, окружающих плотное ядро звезды (конечная масса Б. к. всегда меньше $1,4 \mathcal{M}_{\odot}$). Образование плотного ядра внутри норм. звезды (это ядро впоследствии переходит в Б. к.) связано с исчерпанием термоядерного горючего в центральной области звезды. После сброса оболочки (см. *Планетарные туманности*) ядро, практически лишённое источников термоядерной энергии, имеет очень высокую темп-ру поверхности ($T_{\text{п}}$ до $\approx 2 \cdot 10^5 \text{ К}$) и постепенно остывает, переходя в Б. к. У наиболее горячего из известных Б. к. $T_{\text{п}} \approx 7 \cdot 10^4 \text{ К}$, у наиболее холодных — ок. $5 \cdot 10^3 \text{ К}$. Осн. источником светимости Б. к. явл. просто расход тепловой

энергии понов, запасённой в недрах звезды. На стадии образования и начального остывания Б. к. существенную роль в эволюции играют нейтринные потери. Теория остывания одиночных Б. к. предсказывает связь светимости L с возрастом, в общих чертах подтверждаемую наблюдениями (светимости $\sim 10^{-3} L_{\odot}$ соответствует возраст $\sim 10^9$ лет). При очень низких светимостях (меньше $10^{-4} L_{\odot}$) в недрах Б. к. должна происходить кристаллизация, однако точность наблюдений пока недостаточна, чтобы заметить её эффекты. Если Б. к. входит в тесную двойную систему, то существенный вклад в его светимость может давать термоядерное горение на поверхности аккрецируемого вещества звезды-спутника. Это горение имеет, по-видимому, нестационарный характер, что, возможно, объясняет вспышки *новых звёзд* и новоподобных звёзд.

Получены спектры неск. сотен Б. к. Они сильно отличаются от спектров обычных звёзд. Линии поглощения в спектрах Б. к. сильно уширены. Кроме того, они испытывают гравитац. *красное смещение*, эквивалентное скорости в неск. десятков км/с. Оба эффекта помогают проверить теоретич. соотношение масса — радиус. Хим. состав атмосфер Б. к., определяемый по спектрам, также очень необычен. У большинства Б. к. атмосферы состоят почти из чистого водорода, содержание др. элементов в десятки и сотни раз снижено по сравнению с норм. звёздами. В то же время в недрах этих Б. к. водорода не должно быть, иначе они бы взорвались из-за быстрого выделения энергии при термоядерном горении водорода. У др. Б. к. осн. элемент в атмосферах — гелий, а водорода в сотни тыс. раз меньше. Различия в составе атмосфер Б. к. объясняются эффектами эволюции, аккреции и разделения вещества в сильном гравитац. поле (ускорение свободного падения на поверхности Б. к. $\sim 10^8$ см/с²).

У десятка Б. к. обнаружена сильная поляризация излучения или расщепление спектр. линий вследствие *Зеемана эффекта*, что указывает на существование у Б. к. магн. полей от 10^6 до 10^8 Гс. Ещё у ~ 10 Б. к. обнаружены оптич. пульсации с периодами 10^2 — 10^3 с.

Лит.: Белые карлики. Сб. ст., пер. с англ., М., 1975, Блиинников С. И., Белые карлики, М., 1977.

С. И. Блиинников.

БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНЫЕ УДАРНЫЕ ВОЛНЫ — резкие скачки плотности, темп-ры, магн. поля и др. параметров *плазмы*, возникающие при её сверхзвуковом движении и имеющие толщину фронта (переходной области), существенно меньшую, чем длина свободного пробега (в отличие от *ударных волн* в обычной газодинамике, толщина фронта к-рых сравнима либо больше длины свободного пробега молекул). В высокотемпературной разреженной плазме, когда длина свободного пробега велика, ударные волны обычно явл. бесстолкновительными. Примером Б. у. в. в космич. условиях могут служить скачки межпланетного магн. поля в плазме *солнечного ветра* — межпланетные ударные волны и ударные волны *магнитосфер планет*. При сверхзвуковом натекании плазмы солнечного ветра на препятствие, каковым явл. для неё магнитосфера, возникает область сжатия плазмы и вмороженного в неё магн. поля. Темп-ра в этой области повышается. Фронт ударной волны толщиной всего ~ 100 км располагается на расстоянии неск. десятков тыс. км от границы земной магнитосферы — магнитопазузы, в то время как длина свободного пробега частиц сравнима с расстоянием от Земли до Солнца — 150 млн. км.

Рассмотрим, что же препятствует расплыванию фронта ударной волны до толщины, сравнимой с длиной свободного пробега. В области плазмы, по к-рой уже прошла ударная волна, всегда найдутся быстрые частицы, движущиеся быстрее фронта. Эти частицы, забегая вперёд в невозмущённую плазму, вызовут расплывание фронта. Кажущийся парадокс объясняется двумя причинами. При наличии магн. поля, параллельного фронту волны или направленного под углом к нему, поле заворачивает частицы, движущиеся поперёк фронта на расстоянии порядка ларморовского радиуса (см. *Лоренца сила*), к-рый, т. о., играет роль длины свободного пробега. Если же магн. поле перпендикулярно фронту волны или вообще отсутствует, то механизм, препятствующий расплыванию, имеет «коллективную» природу. Действительно, пусть в невозмущённой волной областью плазмы проникла через фронт группа быстрых частиц. Тогда перед фронтом волны развивается пучковая неустойчивость (см. *Неустойчивости плазмы*), приводящая за счёт коллек-

тивного взаимодействия к эффективно-му торможению быстрого компонента, энергия к-рого тратится на возбуждение интенсивных колебаний плазмы. Здесь также по-своему переопределяется длина свободного пробега, на этот раз с учётом коллективных процессов.

Рассмотрим конкретный пример образования ударной волны в плазме. Пусть в плазму со скоростью, превышающей альвеновскую, вдвигается магн. поршень (роль такого поршня для плазмы солнечного ветра выполняет, напр., планетная магнитосфера). Плазма перед поршнем сжимается, при этом возрастает напряжённость вмороженного в неё магн. поля H_0 . В холодной плазме, давление к-рой p существенно меньше давления магн. поля $p_M (p \ll \ll p_M = H_0^2/8\pi)$, возмущения плотности и магн. поля (магнитозвуковые волны) перемещаются с альвеновской скоростью $v_A = \sqrt{\partial p_M / \partial \rho} = H_0 / \sqrt{4\pi \rho}$ (ρ — плотность плазмы), к-рая для таких возмущений играет роль скорости звука. Поэтому если бы поршень двигался медленнее, то возникшие перед поршнем возмущения постепенно передавались бы в глубь плазмы в форме уходящих от поверхности поршня магнитозвуковых волн. Однако, поскольку движение поршня происходит быстрее — со сверхальвеновской скоростью, то магнитозвуковые волны не успевают оторваться от поршня и продвинуть дальше область сжатия. Поэтому поршень как бы сгребает плазму и перед ним происходит образование области сжатия плазмы и магн. поля до тех пор, пока связанное с увеличением магн. поля увеличение локальной альвеновской скорости не сделает возможным «отрыв» возмущений от поршня и образование ударной волны.

При прохождении ударной волны кинетич. энергия поршня трансформируется во внутр. энергию плазмы. Переход энергии направленного движения во внутр. энергию газа осуществляется в обычной газодинамике за счёт столкновений. Однако, если волна бесстолкновительная, т. е. толщина её фронта существенно меньше длины свободного пробега, то что же обеспечивает необходимую диссипацию, без к-рой невозможна такая трансформация энергии? Оказывается, что за фронтом Б. у. в. в плазме присутствуют интенсивные колебания плотности, магн. по-

ля и др. параметров, и именно на эти колебания приходится осн. доля внутр. энергии плазмы. Происхождение таких колебаний далеко не всегда связано с неустойчивостью, это могут быть также нелинейные колебания в форме т. н. уединённых волн, или солитонов, образующихся благодаря специфическим дисперсионным св-вам плазмы,

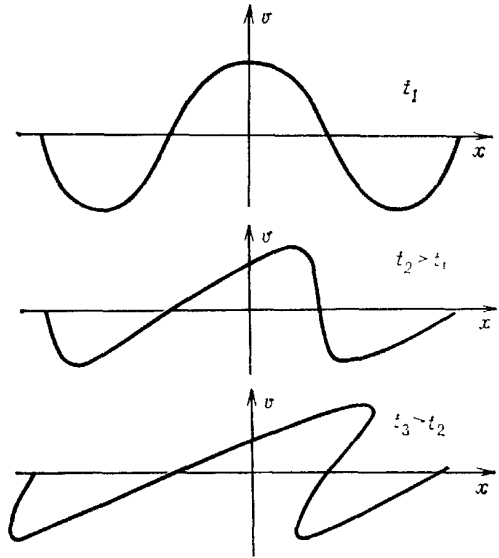


Рис. 1. Укрупнение и опрокидывание волнового фронта в нелинейной среде.

вследствие к-рых дисперсионное расщепление волновых пакетов способно ограничивать нелинейное укрупнение (т. е. увеличение крутизны фронта волны) и опрокидывание волнового фронта (см. *Дисперсия волн*).

Эффект нелинейного укрупнения, хорошо известный из газодинамики, состоит в том, что участки волнового профиля с большей амплитудой возмущения, к-рым соответствуют большие скорости движения, стремятся опередить участки с меньшей скоростью и в конце концов происходит опрокидывание профиля скорости (рис. 1). На языке Фурье-анализа нелинейное укрупнение означает рождение высших гармоник с большими значениями волнового числа k . Если отсутствует дисперсия фазовой скорости, т. е. скорости различных гармоник совпадают, то нелинейное укрупнение может быть остановлено только диссипацией, растущей с увеличением волнового числа, т. е. вязкостью. При наличии дисперсии фазо-

вой скорости образующиеся за счёт нелинейности высшие гармоники «отрываются» от осн. волны: обгоняют её или отстают в зависимости от того, растёт или убывает скорость с ростом волнового числа. В результате ещё до опрокидывания и образования разрыва волна может распасться на отдельные нелинейные волновые пакеты в форме солитонов. Характерный размер (ширина) солитона совпадает, естественно, с дисперсионным пространственным размером $l_{\text{дисп}}$, т. е. с длиной волны, на к-рой становится существенной дисперсия фазовой скорости. Для ионно-звуковых солитонов в плазме без магн. поля это дебаевский радиус ($D = \sqrt{kT/(4\pi e^2 n_0)}$), для магнитозвуковых солитонов, распространяющихся строго поперёк магн. поля, это глубина скин-слоя c/ω_{0e} ; для т. н. косых магнитозвуковых солитонов, распространяющихся под углом θ к магн. полю, размер солитона увеличивается до $c\theta/\omega_{0i}$ (в приведённых ф-лах ω_{0e} , ω_{0i} — соответственно электронная и ионная ленгмюровские частоты, T , n_0 — темп-ра и плотность плазмы, e — заряд электрона).

Суперпозиция солитонов образует фронт Б. у. в. с осцилляторной структурой. Отдельный солитон возникает на игре только двух факторов — нелинейности и дисперсии в условиях, когда диссипация не играет роли. Поэтому солитон описывает обратимые движения плазмы — состояние плазмы до и после прохождения волны одно и то же. Для возникновения необратимого скачка параметров, характерного для ударной волны, необходима диссипация энергии. В Б. у. в. — это коллективная диссипация энергии плазменных колебаний, существующих за фронтом Б. у. в. Здесь также возможны два варианта. В ламинарной Б. у. в. диссипация обычно обусловлена резонансным поглощением энергии волн частицами (см. *Ландау затухание*). В турбулентной Б. у. в. существенны неустойчивости, развивающиеся на фронте волны. Причины неустойчивостей могут быть самыми различными. Токовая скорость электронов, связанная со скачком магн. поля в солитоне, $u_c = c \left| \frac{dH}{dx} \right| / (4\pi en_0)$, может превысить порог ионно-звуковой неустойчивости, возможна также параметрическая неустойчивость регулярных колебаний магн. поля и др. (см. *Неустойчивости плазмы*). Для достаточ-

но сильных ударных волн возникает отражение ионов от области макс. поля на гребне волны и развивается неустойчивость встречных ионных потоков. В любом случае в результате развития не-

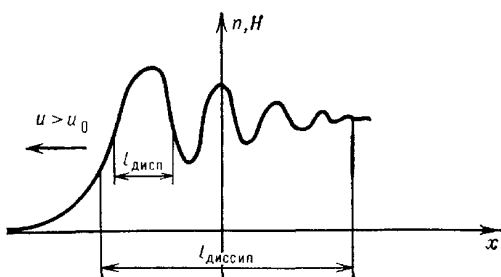


Рис. 2. Изменение параметров (плотности n , магнитного поля H) в бесстолкновительной ударной волне с осцилляторной структурой (случай среды с отрицательной дисперсией); u — скорость ударной волны; u_0 — невозмущённая скорость звука.

устойчивости плазма переходит в турбулентное состояние. Обратное воздействие турбулентности на частицы приводит к коллективной релаксации неустойчивого состояния, при к-ром энергия регулярных колебаний за фронтом ударной волны трансформируется в турбулентные пульсации и в тепловую энергию плазмы (см. *Плазменная турбулентность*). Длина, на к-рой происходит коллективная диссипация регулярных колебаний $l_{\text{диссип}}$, определяет полный размер переходной области (фронта) в Б. у. в., в то время как размер отдельных осцилляций определяется дисперсионной длиной $l_{\text{дисп}}$. Структура осцилляций на рис. 2 соответствует т. н. средам с отрицательной дисперсией, когда скорость движения солитона растёт с его амплитудой (гравитац. волны на воде, а в плазме — ионно-звуковые волны и распространяющиеся строго поперёк магн. поля магнитозвуковые волны). В этом случае самый большой солитон бежит впереди, а осциллирующий «хвост», образованный солитонами меньшей амплитуды, остаётся у заднего края фронта. Осцилляции, показанные на рис. 3, соответствуют средам с положительной дисперсией, когда скорость движения солитона уменьшается с ростом его амплитуды (пример — т. н. косые магнитозвуковые волны в плазме). В этом случае осциллирующий «хвост» находится в передней части фронта ударной волны.

Большая часть наблюдений Б. у. в. относится к солнечному ветру, взаимодействующему с земной магнитосферой. Исследованы также ударные волны, образующиеся при обтекании солнечным

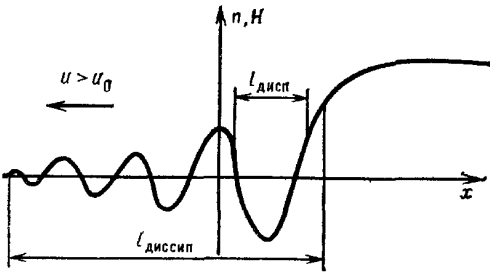


Рис. 3. Изменение параметров в бесстолкновительной ударной волне, распространяющейся в среде с положительной дисперсией (обозначения см. на рис. 2).

ветром Венеры, Марса, Юпитера. Выявлено большое разнообразие структур — от крайне узкой квазипоперечной ударной волны до существенно более широких «косых» и квазипродольных ударных волн. Во всех этих случаях имеется вполне удовлетворительное согласие с изложенной выше теорией Б. у. в. Структура ударной волны, типичная для земной магнитосферы (рис. 4), была установлена в результате измерений профиля магн. поля двумя спутниками «ISEE-A, B» (США, 1977 г.) при пересечении ими фронта ударной волны. Структура соответствует

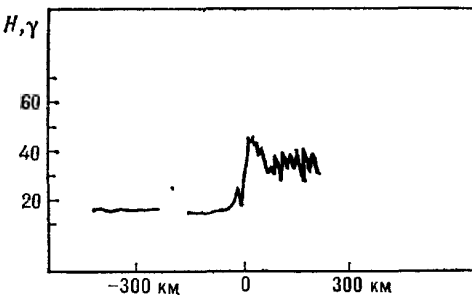


Рис. 4. Структура ударной волны земной магнитосферы при почти перпендикулярной ориентации магнитного поля H (в гаммах, $1\gamma = 10^{-5}$ Э) относительно нормали к фронту волны.

достаточно сильной ударной волне в случае квазипоперечного распространения (нормаль к фронту почти перпендикулярна магн. полю). Фронт ударной волны достаточно узок, $\Delta \approx 30-100$

км, что меньше либо сравнимо с ионной дисперсионной длиной c/ω_{0i} . Ширина отдельного солитона также порядка Δ . Число Маха в ударной волне M_A (отношение скорости плазмы солнечного ветра перед фронтом к альвековской скорости) весьма велико (≈ 5), и поэтому на фронте ударной волны имеет место сильное возрастание напряжённости магн. поля — от 15γ перед фронтом до $50-55\gamma$ в первом солитоне. Ср. значение магн. поля за фронтом в области осцилляторной структуры примерно в 2 раза меньше максимума поля в первом солитоне. Все эти особенности структуры характерны для рассмотренной выше Б. у. в. в среде с отрицат. дисперсией (нелинейная магнитозвуковая волна при почти перпендикулярном распространении).

Возрастание магн. поля сопровождается сжатием плазмы солнечного ветра, а также термализацией энергии её направленного движения. Темп-ра плазмы возрастает до неск. млн. градусов. Движение плазмы за фронтом ударной волны становится дозвуковым. Как положение, так и структура ударной волны магнитосферы может испытывать значит. флуктуации в зависимости от параметров плазмы солнечного ветра, ориентации межпланетного магн. поля, положения фронта волны относительно линии Солнце — Земля и др. При этом наряду с рассмотренной выше узкой структурой квазипоперечной ударной волны могут наблюдаться существенно более широкие структуры «косых»

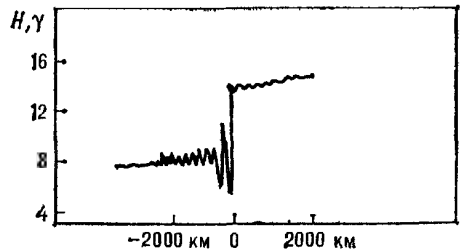


Рис. 5. Типичный профиль магнитного поля H в «косой» межпланетной ударной волне.

ударных волн, толщина фронта к-рых порядка либо больше c/ω_{0i} .

Структура Б. у. в. наблюдалась также в плазме солнечного ветра (межпланетные ударные волны). На рис. 5 показан типичный профиль магн. поля на фронте «косой» межпланетной ударной

волны (угол между направлением магн. поля и нормалью к фронту волны $\theta \approx 60^\circ$). Эта слабая ударная волна (возрастание магн. поля на фронте $\approx 80\%$) также была обнаружена спутниками «ISEE-A, B» на расстоянии примерно 15 земных радиусов. В соответствии с изложенными выше теоретич. представлениями осцилляторная структура находится перед фронтом «косой» ударной волны. Размер отдельной осцилляции $\Delta \approx 90$ км, что соответствует величине $2 c/\omega_{oi}$. Как показывают исследования, большое значение отношения газокINETического давления к магнитному $8\mu p/H_0^2 \approx 3$ способствует дополнительной устойчивости уходящей вперёд осцилляторной структуры.

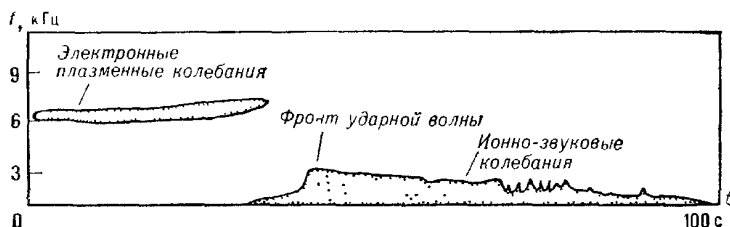


Рис. 6. Частоты f колебаний электрического поля в окрестности ударной волны юпитерианской магнитосферы; t — время пересечения ударной волны КА «Вояджер».

Выше отмечалось, что механизм диссипации, приводящий к затуханию регулярных осцилляций магн. поля, в Б. у. в. имеет «коллективную» природу. По существующим представлениям, для космич. Б. у. в. наиболее существенной оказывается диссипация, обусловленная аномальным сопротивлением, возникающим в результате развития ионно-звуковой неустойчивости. Из-за больших градиентов магн. поля на фронте ударной волны развивается интенсивная ионно-звуковая турбулентность. Измерения, проведенные на КА, пересекающих ударную волну, весьма убедительно подтвердили эту точку зрения. В качестве примера на рис. 6 показан спектр колебаний электрич. поля, снятый КА «Вояджер» (США, 1979 г.) при пересечении им ударной волны магнитосферы Юпитера. Виден резкий всплеск низкочастотных колебаний электрич. поля на фронте ударной волны. Частоты этих колебаний ограничены сверху ионной ленгмювской частотой ω_{oi} . Они идентифицируются, как ионно-звуковые колебания, достаточно медленно затухающие при удалении от фронта по направлению к планетной магнитосфере. Такой же всплеск низко-

частотных колебаний электрич. поля наблюдался на фронте ударной волны земной магнитосферы. Вообще волновые явления в окрестности юпитерианской и земной ударных волн в большой степени аналогичны. В обоих случаях, напр., наблюдалось возбуждение перед фронтом ударной волны плазменных колебаний на электронной ленгмювской частоте. Механизм возбуждения — пучковая неустойчивость, развивающаяся в результате взаимодействия с плазмой солнечного ветра потоков быстрых (десятки кэВ) электронов, ускоряемых в направлении магн. поля турбулентностью на фронте ударной волны.

Следует подчеркнуть, что проблема ускорения заряженных частиц ударными волнами весьма важна для астрофи-

зики. В межзвёздной среде сильные ударные волны образуются в результате взрывных явлений (вспышки *новых звёзд*, *сверхновых звёзд*), а также от *звёздного ветра* — быстрых (со скоростями до 3000 км/с) потоков плазмы из атмосфер звёзд. Ускорение частиц космич. лучей такими ударными волнами может оказаться весьма эффективным.

Лит.: Сагдеев Р. З., Коллективные процессы и ударные волны в разреженной плазме, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 4, М., 1964, с. 20; Карпман В. И., Нелинейные волны в диспергирующих средах, М., 1973; Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979.

В. Д. Шапиро.

БЕТА-ПРОЦЕССЫ — обусловленные слабым взаимодействием элементарных частиц процессы взаимного превращения свободных или связанных в ядрах нейтронов (n) и протонов (p). Б.-п. сопровождаются образованием или поглощением бета-частиц [электронов (e^-) или позитронов (e^+)], а также нейтрино (ν) или антинейтрино ($\bar{\nu}$). К Б.-п. относятся: 1) бета-распад (β^- -распад: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$; β^+ -распад в ядре: $p \rightarrow n + e^+ + \nu_e$); 2) электронный или позитронный захват: $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$ или $e^+ + n \rightarrow p + \bar{\nu}_e$; 3) ре-

акции захвата нейтрино или антинейтрино — т. н. обратный бета-распад, напр. $\nu_e + n \rightarrow e^- + p$ или $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$. В свободном состоянии нейтрон неустойчив и распадается: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$. Бета-радиоактивность свободных нейтронов характеризуется периодом полураспада $\approx 11,6$ мин (ср. *время жизни* $\approx 15,3$ мин). В связанном состоянии, в атомных ядрах, характер устойчивости меняется. В стабильных ядрах нуклоны (нейтроны, протоны) устойчивы. В ядрах, перегруженных протонами или нейтронами (со значит. превышением числа нейтронов над протонами), может происходить бета-распад. Ядра, перегруженные нейтронами, испускают при бета-распаде e^- и $\bar{\nu}_e$, а перегруженные протонами — e^+ и ν_e . При электронном бета-распаде ядро превращается в ядро следующего в периодич. системе элем. элемента, при позитронном — в изотоп предшествующего элемента. Энергия, выделяющаяся при бета-распаде, заключена в пределах от 0,0186 МэВ (${}^3_1\text{T} \rightarrow {}^3_2\text{He}$) до 13,43 МэВ (${}^{12}_6\text{B} \rightarrow {}^{12}_5\text{C}$). Особый случай Б.-п. — электронный захват, когда ядро захватывает связанный электрон из электронной оболочки атома или свободный электрон из окружающей плазмы.

Большинство процессов выделения ядерной энергии в звёздах связано с Б.-п. Первичная реакция *водородного цикла* — столкновение двух свободных протонов — сопровождается Б.-п. В водородном цикле к бета-процессам относятся ещё процессы ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$, ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^+ + \nu_e$ (${}^8\text{Be}^*$ — ядро ${}^8\text{Be}$, находящееся на возбуждённом уровне энергии). Второй из них имеет фундаментальное значение для *нейтринной астрономии*, т. к. даёт нейтрино относительно высокой энергии, доступные обнаружению. *Углеродный цикл* ядерных реакций в звёздах состоит из чередования процессов захвата протона и Б.-п.

При высоких темп-рах становятся существенными процессы электронного захвата с образованием бета-неустойчивого ядра и позитронного захвата. Сочетание подобных Б.-п. и бета-распада образует т. н. *црка-процесс* — важный возможный источник нейтрино в звёздах и др. космич. объектах. Скорость Б.-п. существенно возрастает при высоких темп-рах и плотностях

плазмы, реализующихся на поздних стадиях *эволюции звезд*. При *гравитационном коллапсе* звёзд с превращением их в *нейтронные звёзды* энергично происходит реакция *нейтронизации* (электронного захвата) водорода или элементов железного пика, т. е. $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$ и $e^- + (A, Z) \rightarrow \nu_e + (A, Z - 1)$ (для элемента с атомным номером A и зарядом ядра Z). При взрывах *сверхновых звезд* Б.-п. определяют важное для нуклеосинтеза соотношение между концентрациями связанных в ядрах нейтронов и протонов.

По совр. представлениям, Б.-п. явл. процессами второго порядка, протекающими через посредство промежуточной виртуальной частицы — бозона

$W^\pm$. Напр., бета-распад нейтрона происходит в два этапа: $n \rightarrow p + W^-$ и $W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$. Масса $W^\pm$ составляет (81 ± 2) ГэВ, эти частицы были обнаружены в 1983 г. при взаимодействии встречных пучков протонов и антипротонов с энергией 270 ГэВ (ЦЕРН, Женева).

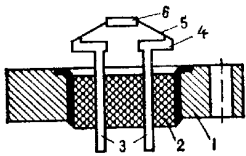
Д. А. Франк-Каменецкий, М. Ю. Хлопов.

БЛЕСК небесного светила — освещённость, создаваемая на площадке, нормальной к направлению на источник излучения и помещённой вне атмосферы. Б. светила (звезды) равен полной мощности его излучения (светимости) L , делённой на площадь сферы $4\pi r^2$, где r — расстояние от источника до Земли. Для измерения Б. небесных светил используется логарифмическая шкала *звёздных величин*. Поток излучения, регистрируемый приёмником излучения (фотопластинкой, фотозоомом и т. п.), определяется Б. светила, площадью входной апертуры телескопа, пропусканием его оптич. системы, спектр. чувствительностью приёмника, а также прозрачностью атмосферы.

БОЛОМЕТР — устройство для измерения потока энергии эл.-магн. излучения, основанное на изменении физ. параметров термочувствительного элемента в результате его нагрева при поглощении энергии измеряемого излучения (тепловой приёмник излучения). В астрономии Б. чаще всего используют для регистрации ИК-излучения.

Регистрируемое Б. излучение поглощается чувствительным элементом и преобразуется в теплоту; Для умень-

шения тепловых потерь чувствительный элемент Б. имеет малую теплоёмкость и крепится на очень тонких проволочных контактах, через к-рые осуществляется слабая тепловая связь с резервуаром большой теплоёмкости (базой). Теплота распространяется через слабую тепловую связь к базе, темп-ра к-рой практически не меняется. Через нек-рое время $\sim \tau$ (τ — постоянная времени прибора, зависящая от теплоёмкости чувствительного элемента и теплопроводности между ним и базой) темп-ра чувствительного элемента приобретает равновесное значение, превышающее темп-ру базы. Величина этого превышения определяется произведением теплового потока,



Болометр для измерения ИК-излучения. Чувствительный элемент 6 удерживается проволочками 5, прикрепленными к пластинкам 4 на коваровых изоляторах 3. Последний изолирован стеклом 2 от медного кольца 1, имеющего температуру базы.

пропорционального мощности падающего излучения, на тепловое сопротивление между чувствительным элементом и базой. Изменение темп-ры чувствительного элемента приводит к изменению его электрич. параметров, чаще всего сопротивления, к-рое может быть измерено при включении Б. в цепь с внеш. источником напряжения.

Предел чувствительности тепловых приёмников определяется термодинамич. флуктуациями темп-ры чувствительного элемента, к-рые быстро уменьшаются с понижением темп-ры. Поэтому в совр. ИК-астрономии почти исключительно используются Б., охлаждаемые до темп-ры жидкого гелия и имеющие чувствительность в тысячи раз выше, чем Б., работающие при комнатной темп-ре. Рабочая температура Б. может быть доведена до 1,3 К (жидкий ^4He с откачкой паров) и даже до 0,3 К (жидкий ^3He с откачкой паров).

В качестве чувствительных элементов Б., охлаждаемых жидким гелием, чаще всего применяются полупроводниковые кристаллы, позволяющие получать высокое отношение изменения напряжения к изменению падающей мощности при малом уровне избыточ-

ных шумов. Элемент Б., предназначенный для измерения ИК-излучения (см. рис.), устанавливают на стенке или на днище гелиевого резервуара криостата в вакуумируемой полости, что устраняет конвективный теплоотвод от чувствительного элемента. Для увеличения эффективности поглощения излучения на полупроводниковый кристалл наносят чернящее покрытие, а субмиллиметровые Б. устанавливают в камеру с отражающими стенками («интегрирующая» камера).

Для уменьшения размеров чувствительного элемента (полупроводникового кристалла) и, следовательно, его теплоёмкости и шумов функция поглощения принимаемого излучения часто возлагается не на сам кристалл, а на тонкую пластинку значительно большей площади. Кристалл крепится в середине пластинки, за ним сохраняется лишь ф-ция измерения темп-ры. Такие Б. наз. составными или Б. с выделенной площадкой.

В планетных исследованиях с АМС применяются неохлаждаемые Б., преимущественно металлические. В металлич. Б. роль чувствительного элемента выполняют чернящие металлич. ленты, работающие в естественном космич. вакууме.

Для астрономич. наблюдений осн. характеристикой Б. явл. эквивалентная мощность шума (ЭМШ), определяющая порог его чувствительности. ЭМШ равна мощности падающего на приёмник излучения, при к-рой сигнал и шум на выходе прибора равны. Величина ЭМШ нормируется на полосу частот 1 Гц и выражается в ед. $\text{Вт/Гц}^{1/2}$. ЭМШ глубокоохлаждаемых Б. достигает $10^{-14} \text{Вт/Гц}^{1/2}$, у лучших образцов составных Б. — $10^{-15} \text{Вт/Гц}^{1/2}$ и ниже, а постоянная времени $\tau \sim 0,01 - 0,1$ с. ЭМШ неохлаждаемых металлич. Б. $\sim 10^{-9} - 10^{-8} \text{Вт/Гц}^{1/2}$.

Б. явл. широкополосными приёмниками излучения. Детальный вид их спектр. характеристики определяется спектр. св-вами поглощающих покрытий чувствительных элементов или выделенной площадки. Б. используются практически во всём ИК-диапазоне — от длин волн $\approx 1,5$ мкм и до 1—2 мм. Для исследования излучения в определённых участках длин волн Б. применяют в сочетании с полосовыми спектр. фильтрами. Г. Б. Шоломицкий.

БОЛОМЕТРИЧЕСКАЯ ПОПРАВКА — разность между болометрической звёздной величиной и звёздной величиной, определённой в одной из фотометрических систем (*U*, *V* или *V*, см. *Астрофотометрия*). Б. п. позволяет найти болометрич. величину звезды, к-рая непосредственно из наблюдений обычно не определяется (т. к. часть излучения в УФ- и ИК-областях спектра поглощается земной атмосферой). В случае, когда фотометрич. система не указывается, под Б. п. имеют в виду разность между болометрич. звёздной величиной и визуальной величиной *V*. Б. п. явл. ф-цией эффективной температуры звезды (*T_э*). Условно принимают, что болометрич. звёздная величина звёзд спектральных классов F3 — F5 с *T_э* ≈ 6500—7000 К равна их звёздной величине *V*, т. е. у этих звёзд Б. п. = 0. Для звёзд всех остальных спектр. классов, как более ранних, так и более поздних, Б. п. отрицательна. Для Солнца она равна −0,08^m (*T_э* = 5785 К), для горячих звёзд спектр. класса В0 Б. п. ≈ −2,8^m (*T_э* = 28 000 К), а для холодных красных сверхгигантов М5 Б. п. ≈ −3,4^m (*T_э* = 2800 К).

БОЛЬЦМАНА ПОСТОЯННАЯ (*k*) — одна из осн. физ. постоянных, связывает темп-ру, выраженную в энергетич. единицах (эргах или джоулях) Θ , с темп-рой *T*, выраженной в кельвинах, $\Theta = kT$. Численно Б. п. равна отношению газовой постоянной к числу Авогадро *N_A* (числу частиц в 1 моле вещества): $k = R/N_A$. Б. п. входит в ряд важнейших соотношений физики: в уравнение состояния идеального газа, в барометрическую формулу, в Планка закон излучения и т. д.

$$k = (1,380622 \pm 0,000044) \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К} = \\ = (1,380622 \pm 0,000044) \cdot 10^{-16} \text{ эрг/К}.$$

Б. п. не используется в системах единиц, где темп-ра сразу выражена в энергетич. единицах (см. *Электрон-вольт*).

БОЛЬЦМАНА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ — распределение по энергиям частиц (атомов, молекул) идеального газа в условиях термодинамического равновесия. Б. р. было открыто в 1868—1871 гг. австр. физиком Л. Больцманом. Согласно Б. р., число частиц *n_i* с полной энергией $\mathcal{E}_i$ равно:

$$n_i = A \omega_i e^{-\mathcal{E}_i/kT}, \quad (1)$$

где ω_i — статистич. вес (число возможных состояний) частицы с энергией $\mathcal{E}_i$. Постоянная *A* находится из условия, что сумма *n_i* по всем возможным значениям *i* равна заданному полному числу частиц *N* в системе (условие нормировки): $\sum_i n_i = N$. В случае, когда движение частиц подчиняется классич. механике, энергию $\mathcal{E}_i$ можно считать состоящей из кинетич. энергии $\mathcal{E}_{i,\text{кин}}$ частицы (молекулы или атома), её внутр. энергии $\mathcal{E}_{i,\text{вн}}$ (напр., энергии возбуждения электронов) и потенциальной энергии $\mathcal{E}_{i,\text{пот}}$ во внеш. поле, зависящей от положения частицы в пространстве:

$$\mathcal{E}_i = \mathcal{E}_{i,\text{кин}} + \mathcal{E}_{i,\text{вн}} + \mathcal{E}_{i,\text{пот}}. \quad (2)$$

Распределение частиц по скоростям (*Максвелла распределение*) явл. частным случаем Б. р. Оно имеет место, когда можно пренебречь внутр. энергией возбуждения $\mathcal{E}_{i,\text{вн}}$ и влиянием внеш. полей $\mathcal{E}_{i,\text{пот}}$. В соответствии с (2) ф-лу (1) можно представить в виде произведения трёх экспонент, каждая из к-рых даёт распределение частиц по одному виду энергии.

В пост. поле тяжести, создающем ускорение *g*, для частиц атмосферных газов вблизи поверхности Земли (или др. планет) потенц. энергия пропорциональна их массе *m* и высоте *H* над поверхностью, т. е. $\mathcal{E}_{i,\text{пот}} = mgH$. После подстановки этого значения в Б. р. и суммирования по всевозможным значениям кинетич. и внутр. энергий частиц получается барометрическая формула, выражающая закон уменьшения плотности атмосферы с высотой.

В астрофизике, особенно в теории звёздных спектров, Б. р. часто используется для определения относительной заселённости электронами различных уровней энергии атомов. Если обозначить индексами 1 и 2 два энергетич. состояния атома, то из Б. р. следует:

$$n_2/n_1 = (\omega_2/\omega_1) e^{-(\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1)/kT} \quad (3)$$

(ф-ла Больцмана). Разность энергий $\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1$ для двух нижних уровней энергии атома водорода ≈ 10 эВ, а значение *kT*, характеризующее энергию теплового движения частиц для атмосфер звёзд типа Солнца, составляет всего лишь 0,3—1 эВ. Поэтому водород в таких звёздных атмосферах находится в невозбуждённом состоянии. Так, в атмосферах звёзд, имеющих эффек-

тивную температуру $T_{\odot} \approx 5700$ К (Солнце и др. звёзды спектральных классов G2 и G3), отношение чисел атомов водорода во втором и осн. состояниях равно $4,2 \cdot 10^{-9}$.

Б. р. было получено в рамках классич. статистики. В 1924—26 гг. была создана квантовая статистика. Она привела к открытию распределений Бозе — Эйнштейна (для частиц с целым *спином*) и Ферми — Дирака (для частиц с полуцелым спином). Оба эти распределения переходят в Б. р., когда ср. число доступных для системы квантовых состояний значительно превышает число частиц в системе, т. е. когда на одну частицу приходится много квантовых состояний или, др. словами, когда степень заполнения квантовых состояний мала. Условие применимости Б. р. можно записать в виде неравенства:

$$\frac{N}{V} \cdot \frac{h^3}{(2\pi mkT)^{3/2}} < 1, \quad (4)$$

где N — число частиц, V — объём системы. Неравенство (4) выполняется при высокой темп-ре и малом числе частиц в ед. объёма (N/V). Из (4) следует, что чем больше масса частиц, тем для более широкого интервала изменений T и N/V справедливо Б. р. Напр., внутри *белых карликов* неравенство (4) нарушается для электронного газа, и поэтому его св-ва следует описывать с помощью распределения Ферми — Дирака. Однако ф-ла (4), а с ней и Б. р. остаются справедливыми для ионной составляющей вещества. В случае газа, состоящего из частиц с нулевой массой покоя (напр., газа *фотонов*), неравенство (4) не выполняется ни при каких значениях T и N/V . Поэтому равновесное излучение описывается *Планка законом излучения*, к-рый явл. частным случаем распределения Бозе — Эйнштейна.

Д. К. Надежин.

ВАРИАЦИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ – временные и пространственные изменения потока космических лучей (КЛ) галактич. и солнечного происхождения, непрерывно бомбардирующих земную атмосферу.

На поверхности Земли интенсивность космич. лучей зависит от темп-ры и давления воздуха, широты пункта наблюдения и состояния геомагн. поля, эл.-магн. обстановки в Солнечной системе и физ. условий в Галактике. В соответствии с этим В. к. л., обусловленные изменением указанных факторов, делят на три класса. Вариации I и II классов (метеорологич. происхождения и обусловленные изменениями магн. поля Земли) с помощью спец. методики могут быть исключены из данных наблюдений, что позволяет в чистом виде находить вариации III класса, т. е. вариации первичных КЛ, к-рые представляют наибольший интерес. К III классу В. к. л. относятся, в частности, внезапные мощные возрастания потока КЛ, связанные с солнечными вспышками (см. *Солнечные космические лучи*).

Амплитуда вариаций первичных КЛ зависит от энергии частиц и напряженности межпланетных магн. полей. Поэтому исследование В. к. л. явл. эффективным средством зондирования межпланетного пространства как вблизи земной орбиты, так и в масштабах Солнечной системы и Галактики.

Большинство вариаций III класса (периодич. 11-летние, 27-дневные, солнечно-суточные, а также т. н. эффект Форбуша и др.) обусловлено «выметанием» КЛ из Солнечной системы неоднородными магн. полями («магнитными облаками», рис. 1; см. также рис. 6 в ст. *Космические лучи*), движущимися от Солнца вместе с *солнечным ветром* (потоком плазмы из атмосферы Солнца). Солнечная активность изменяется с периодом ок. 11 лет. Аналогичным образом колеблются мощность солнечного ветра и количество «магнитных облаков». Интенсивность КЛ колеблется с близким периодом (11-летняя вари-

ация), причём интегральный поток галактич. КЛ вблизи орбиты Земли уменьшается примерно вдвое при переходе от минимума к максимуму солнечной активности. «Выметание» КЛ из околоземного пространства в максимуме солнечной активности наиболее эффективно для частиц с энергией $\lesssim 10^9$ эВ. Существенную роль в 11-летней В. к. л. играют крупномасштабная структура и динамика гелиомагнитосферы.

27-дневная В. к. л. с амплитудой $\lesssim 10\%$ в межпланетном простран-



Рис. 1. Схема солнечного межпланетного магнитного поля при вспышке на Солнце. Стрелками показано направление силовых линий поля.

стве на орбите Земли соответствует периоду вращения Солнца и обусловлена асимметрией потока магн. неоднородностей в солнечном ветре.

Эффект Форбуша (его впервые отметил в 1937 г. амер. физик С. Форбуш) представляет собой кратковременное понижение интенсивности КЛ (на 50% в межпланетном пространстве и до 25–30% на поверхности Земли), обычно связанное с геомагн. бурей (рис. 2). Этот эффект вызывается рассеянием галактич. КЛ магн. полями, переносимыми солнечными корпускулярными

потоками (т. е. солнечным ветром, усиленным вспышками на Солнце), когда поля оказываются у Земли и как бы защищают её от КЛ. Особенно глубокие понижения интенсивности КЛ наблюдались в июле 1959 г., в ноябре 1960 г., в августе 1972 г., в феврале и мае 1978 г., в августе — сентябре 1979 г., в мае и октябре 1981 г., в июле 1982 г.

Солнечно-суточная вариация с амплитудой $\lesssim 2\%$, связанная с суточным вращением Земли, соответствует ани-

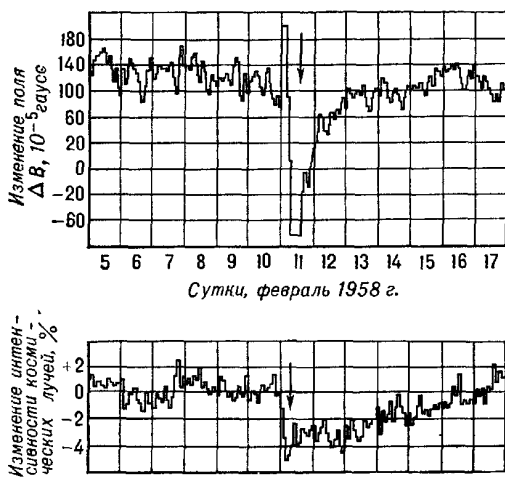


Рис. 2. Экспериментальные записи вариаций космических лучей и магнитного поля во время геомагнитной бури. На верхней записи стрелкой отмечен момент, когда интенсивность геомагнитного поля минимальна; на этот же момент приходится эффект Форбуша (ΔB — изменение индукции магнитного поля).

зотропии потока первичных КЛ, к-рая обусловлена различием св-в солнечного ветра в направлении на Солнце и в противоположном направлении.

Исследования вариаций III класса и вспышек солнечных КЛ позволили оценить напряжённость квазирегулярного межпланетного магн. поля (нижний предел $\approx 5 \cdot 10^{-6}$ Гс, ср. значение на орбите Земли $\sim 10^{-5}$ Гс, что согласуется с результатами прямых измерений на КА). Неоднородности межпланетного поля имеют характерные размеры $\sim 10^{10} - 10^{11}$ см (напомним, что диаметр Земли равен $1,28 \cdot 10^9$ см), напряжённость поля в них колеблется в пределах $10^{-5} - 10^{-4}$ Гс. Было установлено также, что в передней части солнечных корпускулярных потоков плотность межпланетной плазмы и напря-

жённость магн. поля увеличены, как правило, примерно в 4 раза («магнитный поршень»), а иногда и значительно сильнее.

В. к. л. дают уникальную возможность исследовать св-ва солнечного ветра перпендикулярно плоскости эклиптики на больших расстояниях от Солнца. Для прямых измерений доступна лишь область вблизи плоскости эклиптики, где проходят трассы КА, направляемых к далёким планетам Солнечной системы. Исследование градиента космич. лучей перпендикулярно плоскости эклиптики показывает, что форма полости, заполненной солнечным ветром, мало отличается от сферической.

Изучение В. к. л. даёт независимый метод исследования общего магн. поля Солнца как звезды. Оценки этого поля, по данным об 11-летних В. к. л., дают величину ок. 2 Гс. Как показали измерения на КА за орбитой Юпитера, высокоширотное поле Солнца вытягивается на очень большие расстояния по обе стороны от экватора, образуя обширную гелиомагнитосферу. Вблизи плоскости солнечного экватора линии противоположного направления, вытянутые солнечным ветром, по-видимому, «соприкасаются» и образуют нейтральный плазменный слой довольно сложной («гофрированной») формы. Прохождение Земли через этот слой проявляется в виде наблюдаемой знакопеременности секторной структуры межпланетного магнитного поля.

С повышением точности наземной и внеатмосферной регистрации возросла роль исследования В. к. л. как метода изучения св-в земной магнитосферы (определение параметров кольцевого тока, возникающего при развитии геомагн. бури, см. *Магнитосферы планет*), ионосферы (образование ионизованного слоя за счёт галактич. КЛ и усиленная ионизация в полярной ионосфере во время вспышек солнечных КЛ), озоносферы (опустошение озонового слоя) и др.

Лит.: Дорман Л. И., Вариации космических лучей и исследование космоса, М., 1963; его же, Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей, М., 1975; Ми ро ш и ч е н к о Л. И., Космические лучи в межпланетном пространстве, М., 1973; Топтыгин И. Н., Космические лучи в межпланетных магнитных полях, М., 1983.

Л. И. Мирошниченко.

ВЕЛИКОГО ОБЪЕДИНЕНИЯ МОДЕЛИ — теоретич. модели, единым образом описывающие сильное, эл.-магн. и слабое взаимодействия *элементарных частиц*. Согласно совр. представлениям, эти три вида взаимодействий между частицами осуществляются за счёт испускания и поглощения ими частиц — переносчиков взаимодействия (т. н. промежуточных бозонов). Хорошо известным примером таких частиц явл. кванты эл.-магн. поля — *фотоны*, обмен к-рыми обеспечивает эл.-магн. взаимодействие частиц, несущих электрич. заряды. Закон взаимодействия электрич. зарядов (закон Кулона) позволяет ввести абс. меру силы электрич. взаимодействия — безразмерную константу α_{em} , к-рую называют эл.-магн. константой связи или константой эл.-магн. взаимодействия. Для определения численного значения этой константы силу взаимодействия двух элементарных частиц, несущих единичный электрич. заряд (напр., двух электронов или двух протонов), следует умножить на квадрат расстояния r^2 между зарядами и разделить на $\hbar c$. Полученная величина $\alpha_{em} = e^2/\hbar c$ не зависит от расстояния в пределе, когда расстояние велико по сравнению с *комптоновской длиной волны* электрона $\lambda_e = \hbar/m_e c \approx 4 \cdot 10^{-11}$ см. Величина α_{em} явл. безразмерной, т. е. не зависит от системы единиц, в к-рых выражены физ. величины, определяющие эл.-магн. взаимодействие. Экспериментальные определения дали значение $\alpha_{em} \approx 1/137$.

Аналогично эл.-магн. взаимодействию, слабое взаимодействие также осуществляется промежуточными бозонами, но уже не одним, а тремя: W^+ , W^- и Z^0 . Слабое взаимодействие тоже обусловлено существованием специфического заряда, силу взаимодействия таких зарядов можно охарактеризовать безразмерной константой α_w , к-рая близка по величине к α_{em} . Расстояния, на к-рых промежуточные бозоны могут осуществлять взаимодействие, обратно пропорциональны их массам. Т. к. силы эл.-магн. взаимодействия F медленно спадают с расстоянием r , так что $F \cdot r^2$ стремится к $\text{const} \neq 0$ при $r \rightarrow \infty$, то говорят, что радиус действия эл.-магн. сил бесконечен. Это эквивалентно утверждению, что масса фотона равна нулю. В отличие от фотона промежуточные бозоны слабого взаимодействия довольно массивны, при-

мерно в 100 раз массивней протона (в энергетич. единицах их масса *пока* $\approx 80-100$ ГэВ). Этим объясняется малый радиус действия сил слабого взаимодействия, примерно равный комптоновской длине волны W -бозонов ($\sim 10^{-16}$ см), и малая вероятность обусловленных им процессов микромира. Однако в остальном св-ва $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов схожи со св-вами фотонов, так что на очень малых расстояниях ($r < 10^{-16}$ см) или при больших энергиях (> 100 ГэВ), когда частицы $W^\pm$ и Z^0 могут свободно рождаться, обмен $W^\pm$ - и Z^0 -бозонами осуществляется столь же легко, как и обмен безмассовыми частицами. В этих условиях должна существовать полная симметрия между эл.-магн. и слабым взаимодействиями. Эти взаимодействия, имеющие, по-существу, единую природу, называют часто *электрослабыми* взаимодействиями. Электрослабое взаимодействие характеризуются двумя независимыми константами α_1 и α_2 , к-рые близки по порядку величины. Константы α_{em} и α_w можно линейно выразить через α_1 и α_2 . Существование $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов доказано экспериментально (1983 г.). Причём их массы $[m_W \approx (81 \pm 2)$ ГэВ, $m_{Z^0} \approx (93 \pm 2)$ ГэВ в энергетич. единицах] совпали со значениями, предсказанными теорией.

Согласно совр. теории, сильные взаимодействия обусловлены обменом ещё одним типом промежуточных бозонов — *глюонами*. Глюоны, как и кварки, к-рые обмениваются глюонами, обладают т. н. *цветовыми* зарядами. Существует три типа цветовых зарядов и восемь видов глюонов. Силу цветового взаимодействия характеризуют константой α_s , она приблизительно на порядок величины превышает α_{em} .

Из квантовой электродинамики известно, что α_{em} не явл. постоянной величиной, а меняется при изменении расстояния между взаимодействующими частицами. Дело в том, что каждая частица (электрон, протон и др.) явл. «одетой» — окружённой облаком (или «шубой») т. н. виртуальных частиц, к-рые на короткое время рождаются из вакуума и поглощаются вновь. Электрон, напр., окружён виртуальными электрон — позитронными парами и взаимодействует с ними: отталкивает виртуальные электроны и притягивает виртуальные позитроны. В ре-

зультате вокруг электрона находятся преимущественно положительные заряды, к-рые частично экранируют заряд электрона. По мере проникновения в глубь облака положительно заряженных виртуальных частиц их экранирующее действие должно уменьшаться, а эффективный заряд электрона расти. Следовательно, величина α_{em} зависит от расстояния. Экранирующее действие виртуальных зарядов перестаёт действовать при $r > \lambda_e$, поэтому при $r \gg \lambda_e$ величина α_{em} приобретает постоянное значение $\approx 1/137$. При $r < \lambda_e$ значение α на расстоянии r_2 связано со значением на расстоянии r_1 выражением

$$\alpha(r_2) = \frac{\alpha(r_1)}{1 + b\alpha(r_1) \ln(r_2/r_1)}. \quad (1)$$

Зависимость $\alpha(r)$ имеет медленный, логарифмический характер. Обычно ф-цию $\alpha(r)$ изучают в зависимости не от r , а от энергии взаимодействиящих частиц ϵ : чем выше ϵ , тем меньше расстояния, на к-рые частицы могут сближаться ($r \sim 1/\epsilon$). Значение и знак постоянной b в ф-ле (1) зависит от характера взаимодействия. Знак b может быть как положительным, что отвечает увеличению заряда с уменьшением расстояния (экранировка), так и отрицательным, что отвечает уменьшению заряда при уменьшении расстояния (антиэкранировка). Второй случай возможен тогда, когда сами переносчики взаимодействия (аналоги фотонов) явл. заряженными и взаимодействуют друг с другом. Как раз такой случай рассматривает теория сильного взаимодействия (глюоны несут цветовой заряд), поэтому цветовой заряд и α_c убывают с ростом энергии (с уменьшением расстояния между частицами). Что касается констант электрослабого взаимодействия, то одна из них также уменьшается с энергией, а другая, напротив, растёт. Удивителен факт, что все три константы (α_1 , α_2 , α_c) становятся равными друг другу при одной и той же энергии. Эта энергия наз. энергией объединения. По масштабам микромира она чрезвычайно велика ($\epsilon_{об} \sim 10^{14} - 10^{15}$ ГэВ). При $\epsilon > \epsilon_{об}$ (или на расстояниях $r \lesssim 10^{-29}$ см) сильные и электрослабые взаимодействия описываются единой константой, т. е. имеют общую природу. Модели, единым образом описывающие все фундаментальные взаимодействия, наз. моделя

ми великого объединения. Существуют также теоретич. схемы, в рамках к-рых объединяются все известные типы взаимодействий, т. е. к эл.-магн., слабому и сильному взаимодействиям добавляется ещё гравитация. Их наз. схемами супергравитации.

В. о. м. имеют дело с энергией частиц $\sim 10^{14}$ ГэВ и выше. Едва ли можно надеяться, что когда-нибудь в эксперименте удастся получить частицы столь высоких энергий. Тем не менее сам принцип единого объяснения всех трёх типов взаимодействий несомненно важен для познания окружающего нас мира. Более того, В. о. м. позволяют теоретически обосновать ряд важнейших экспериментальных фактов (напр., квантование электрич. заряда) и предсказать возможность физ. процессов (в частности, возможность распада протона), существенно влияющих на св-ва Вселенной.

Одно из важных следствий В. о. м. — несохранение барионного числа (барионного заряда, см. *Заряд. Барионная асимметрия Вселенной*). Дело в том, что при $\epsilon \gtrsim 10^{14} - 10^{15}$ ГэВ кварки, обладающие барионным зарядом, и лептоны (электрон, мюон и др.), таковым зарядом не обладающие, фактически не отличимы друг от друга. В едином описании взаимодействий неизбежно приходится рассматривать превращения одних частиц в другие, при к-рых меняются квантовые числа частиц (цвет, аромат) и лептоны превращаются в кварки и антикварки. Такие превращения связывают с существованием сверхтяжёлых промежуточных бозонов X и Y , обмен к-рыми должен приводить к переходам кварков в лептоны или кварков в антикварки, т. е. к процессам несохранения барионного* (а также и лептонного) числа. К такого рода процессам относится, в частности, распад протона по каналам $p \rightarrow \pi^0 + e^+ \rightarrow e^+ + 2\gamma$ и $p \rightarrow \pi^+ + \nu$. Из В. о. м. следует, что вероятность протонного распада определяется фактором $(m_p/m_X) \approx 10^{-60}$, т. е. вероятность рождения X - или Y -бозона в «недрах» протона чрезвычайно мала. Экспериментальное обнаружение распада протона могло бы стать веским доводом в пользу В. о. м. и существования X - и Y -бозонов. Пока эксперименты лишь показали, что время жизни протона $\tau_p > 10^{31}$ лет, а это значит, что массы

X- и Y-бозонов очень велики (на много порядков больше массы $W^{\pm}$ - и Z^0 -бозонов) и процессы с их участием обладают крайне малой вероятностью. Если это действительно так, то единственным совр. аргументом в пользу предсказываемого В. о. м. несохранения барионного заряда явл. наблюдаемая барионная асимметрия Вселенной.

Ряд В. о. м. предсказывает осцилляции (переходы) нейтрон—антинейтрон, а также наличие у нейтрино ν массы покоя и существование нейтринных осцилляций (т. е. периодич. превращений одного вида нейтрино в другой, напр. $\nu_e \leftrightarrow \tilde{\nu}_e$, $\nu_e \leftrightarrow \nu_\mu$). Однако в целом космология оказывается чуть ли не осн. областью применения и проверки В. о. м. Так, без В. о. м. невозможно описать раннюю стадию эволюции Вселенной, когда темп-ра первичной плазмы превосходила 10^{27} K и могли рождаться и аннигилировать сверхтяжёлые бозоны (X и Y). Ряд выводов В. о. м. можно проверить, сопоставляя теоретич. предсказания с совр. астрономич. данными, напр. с совр. отношением концентраций барионов и реликтовых фотонов во Вселенной.

Из В. о. м. вытекает возможность специфических фазовых переходов в первичной плазме при её охлаждении. Эти переходы похожи на фазовые переходы 1-го и 2-го рода: на кристаллизацию и появление спонтанной намагниченности у ферромагнетика при его охлаждении ниже точки Кюри. В результате таких переходов могли появиться особые, не наблюдавшиеся до сих пор объекты Вселенной с колоссальной плотностью энергии. Напр., если существует более одного состояния материи с миним. энергией (т. е. вакуумного состояния), то при охлаждении первичной плазмы могла возникнуть т. н. доменная структура вакуума, когда области с различными состояниями вакуума отделены друг от друга доменными стенками — относительно тонкими образованиями с очень большой плотностью энергии. Если вакуумные состояния могут переходить друг в друга непрерывно (без скачков от домена к домену), то в таком варианте теория предсказывает существование во Вселенной длинных тонких объектов — «струн» также с большой плотностью энергии. Данные астрономич. наблюдений (обнаружение доменных стенок или «струн» или от-

сутствие этих образований во Вселенной) могли бы подтвердить развиваемые модели или наложить на них существенные ограничения.

Во Вселенной не обязательно должны быть доменные стенки и «струны», но, по-видимому, неизбежным следствием всех вариантов В. о. м. оказывается существование частицы, обладающей элементарным магн. зарядом (её наз. магнитным монополем). Возможное существование в природе магн. монополей представляет значит. трудности для В. о. м., т. к. предсказываемая теорией концентрация монополей выходит далеко за рамки ограничений, накладываемых наблюдениями. В нек-рых вариантах В. о. м. возможны фазовые переходы 1-го рода, когда Вселенная переходит в энергетически более выгодные состояния с сильной задержкой во времени (известный аналог — переохлаждённая жидкость). При такой задержке Вселенная может находиться в метастабильном состоянии, когда вакуум имеет ненулевую плотность энергии и эта величина определяет характер расширения мира. Затем в конце концов происходит фазовый переход в вакуумное состояние с нулевой энергией, а освобождённая энергия переходит в энергию рождённых при фазовом переходе элементарных частиц. В таком сценарии эволюции Вселенной в принципе могут быть решены известная космологич. проблема близости ср. плотности вещества во Вселенной к критической, проблемы горизонта Вселенной, изотропии и однородности Вселенной (см. *Космология*). Кроме того, предсказывается концентрация реликтовых магн. монополей, не противоречащая ограничению, накладываемому наблюдениями. Такую космологич. модель наз. моделью раздувающейся Вселенной или моделью инфляционной Вселенной. Все же пока ни один из вариантов инфляционной модели не оказался вполне удовлетворительным. Возможно, имеющиеся трудности удастся преодолеть, если будет найдена истинная модель великого объединения.

Лит.: Зельдович Я. Б., Теория вакуума, быть может, решает загадку космологии, «УФН», 1981, т. 133, в. 3, с. 479; Джорджи Х., Единая теория элементарных частиц и сил, «УФН», 1982, т. 136, в. 2, с. 286; Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981.

А. Д. Долгов, М. Ю. Хлопов.

ВЕРХНЯЯ АТМОСФЕРА

Содержание:

1. Введение	156
2. Нейтральная атмосфера	156
3. Ионосфера	158
4. Плазма верхней ионосферы и магнитосферы	160
5. Полярные сияния	161

1. Введение

К верхней атмосфере относят область атмосферы выше 50 км от поверхности Земли. Осн. отличие В. а. от нижней состоит в том, что для В. а. характерны процессы диссоциации и ионизации молекул и атомов под воздействием УФ-излучения Солнца. Выше 50 км полёт высотных аэростатов невозможен, поэтому для исследования В. а. применяют аппаратуру, поднимаемую на ракетах, спутниках и КА, а также радиометоды (отражение радиоволн от ионосферы и др.). Ведутся наблюдения за метеорами, серебристыми облаками (на высотах ≈ 85 км), свечением ночного неба и полярными сияниями.

Внеш. граница атмосферы, т. е. граница области, в к-рой газовая среда гравитационно и генетически связана с Землёй, находится на расстоянии 8—12 R_z (ср. радиус Земли $R_z = 6371$ км).

Масса атмосферы выше 50 км составляет менее 1 г над каждым см^2 , что не превышает 1/1000 доли полной массы атмосферы. Число частиц в 1см^3 , равное на уровне моря $2,7 \cdot 10^{19}$, на высоте 50 км убывает до $2 \cdot 10^{16}$, а на расстоянии $1R_z$ составляет лишь 10^3 . Особенно быстро происходит уменьшение с высотой концентрации нейтральных частиц.

2. Нейтральная атмосфера

Классификация различных зон нейтральной В. а. (рис. 1) может быть проведена на основании распределения с высотой темп-ры T , поскольку это распределение отражает баланс осн. энергетич. процессов в атмосфере. Баланс учитывает поглощение теплоты различными слоями, её потери на излучение и фотохим. реакции, а также отток теплоты к более холодным областям атмосферы вследствие теплопроводности или вертикального перемешивания.

В нижнем, приповерхностном слое атмосферы, называемом тропосферой, темп-ра быстро падает с ростом высоты h , поскольку здесь роль осн. источника нагрева играет поверхность

Земли. На высотах $h \geq 20$ км темп-ра вновь возрастает вследствие появления нового источника теплоты — поглощения солнечного УФ-излучения слоем озона и в нек-рой степени из-за поглощения ИК-излучения.

В результате на высотах ≈ 50 км возникает небольшой максимум T (мезопик). Выше темп-ра вновь уменьшается, т. к. здесь атмосфера охлаждается за счёт собственного излучения

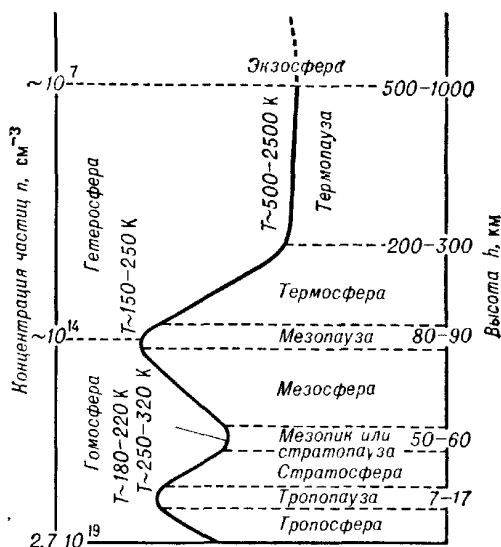


Рис. 1. Строение нейтральной верхней атмосферы Земли. Кривая указывает изменение температуры атмосферы T с высотой h .

в космос (в ИК-диапазоне). Эту область наз. мезосферой, а её верхнюю границу ($h \approx 85$ км) — мезопазой. Здесь дуют сильнейшие ветры, возникают конвекционные движения, приводящие к быстрым изменениям распределения по высоте «малых», но химически и оптически активных компонентов (O_3 , CO_2 , H_2O , OH и др.). Нек-рые из происходящих здесь фотохим. процессов приводят к свечению, наблюдаемому, в частности, как собственное свечение ночного неба. Одно из наиболее интенсивных свечений обусловлено переходами между вращательно-колебательными уровнями энергии молекул (радикалов) OH . Оно включает часть ИК-области спектра и вместе с ИК-излучением молекул CO_2 приводит к охлаждению атмосферы вблизи мезопазы. При

появлении здесь мельчайших частиц метеорной пыли, также излучающей в ИК-диапазоне, выхолаживание усиливается и темп-ра в области мезопаузы может опускаться до очень низких значений (≈ 200 К).

Над мезопаузой располагается термосфера, в ней происходит быстрый рост T с высотой, связанный с поглощением солнечного коротковолнового излучения, а также (в нижней части) теплоты, выделяющейся при объединении (рекомбинации) атомов кислорода в молекулы (при этом в энергию теплового движения частиц превращается энергия солнечного УФ-излучения, поглощённая ранее при диссоциации молекул O_2). На высоких широтах важный источник теплоты в термосфере — джоулева теплота, выделяемая электрич. токами магнитосферного происхождения. Этот источник вызывает значительный, но неравномерный разогрев В. а. в приполярных широтах, особенно во время магн. бурь.

Рост T , постепенно замедляясь с высотой, продолжается примерно до 200—300 км, причём теплота, выделяющаяся здесь, передаётся вниз вследствие теплопроводности; там она расходуется на различные фотохим. превращения компонентов атмосферы и на ИК-излучение. Выше термосферы T практически постоянна, поскольку в этой области — термopause — поглощение солнечного излучения столь незначительно, что его интенсивность практически не меняется с высотой. Однако при появлении на больших высотах дополнительных источников нагрева (напр., поглощения мягкого корпускулярного излучения полярных сияний, поглощения инфразвуковых волн, возникающих в нижележащей атмосфере и в области полярных сияний, поглощения магнитогидродинамических волн, приходящих из магнитосферы, джоулевых потерь электрич. токов, резко усиливающихся во время магн. бурь) рост T может продолжаться и выше 200—300 км. Ночью темп-ра в термopause в годы минимума солнечной активности равна 500—700 К, а в годы максимума — 1000—1500 К. Дневная температура примерно на 30% выше ночной.

Интересно сопоставить температурные характеристики трёх планет земной группы — Венеры, Земли и Марса (рис. 2). Плотность атмосферы вбли-

зи поверхности на Венере примерно в 100 раз выше, а на Марсе — примерно в 150 раз ниже, чем на Земле, и их атмосферы, в отличие от земной, состоят в основном из CO_2 . Приповерхностные темп-ры также заметно отличаются, т. к. очень плотная атмосфера Венеры создаёт парниковый эффект, значительно больший, чем на Земле, а тем более на Марсе. Тем не менее, резкие различия в характеристиках ниж-

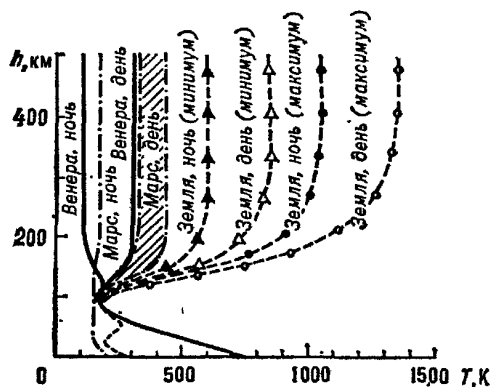


Рис. 2. Распределение температуры T с высотой h в атмосферах Венеры, Земли и Марса.

ней атмосферы в значит. степени выравниваются на уровне мезосферы, особенно — к мезопаузе ($h \approx 85$ —100 км на всех трёх планетах). Это объясняется сходными процессами потерь теплоты на ИК-излучение вблизи мезопаузы. Однако темп-ры в термосферах планет оказываются весьма различными. Молекулы CO_2 , составляющие заметную долю в нижней части термосфер Венеры и Марса, способны излучать теплоту в космос более эффективно, чем молекулы N_2 и O_2 в земной верхней атмосфере, поэтому термосферы Венеры и Марса заметно холоднее термосферы Земли. Особенно низка темп-ра в термосфере Венеры на ночной стороне, т. к. из-за очень медленного вращения планеты значит. количество теплоты, накопленной выше мезопаузы при поглощении солнечного излучения на дневной стороне, успевает выветриться за время очень длинной ночи. Сравнение характеристик атмосфер планет земной группы позволяет глубже понять природу процессов, определяющих тепловой баланс В. а. Земли (см. *Планеты*).

Значит, разогрев В. а. Земли, особенно в термопаузе, наблюдается во время полярных сияний и магн. бурь (рис. 3). В полярных широтах темп-ра термопаузы может возрастать в это время до 2000—3000 К. Это повышение

тяжёлых атомов убывает быстрее, чем лёгких, и В. а. становится сначала преимущественно атомарно кислородной, а в самой верхней части — водородной ($\mu = 1$). Выше 1000—2000 км водород — осн. компонент В. а.

Самую верхнюю оболочку нейтральной атмосферы наз. экзосферой (концентрация частиц $n < 10^7 \text{ см}^{-3}$). Соударения частиц в экзосфере столь редки, что на протяжении длины свободного пробега нейтральная частица движется подобно космич. ракете или спутнику: направление её движения и скорость заметно изменяются под действием лишь силы тяготения Земли. Протяжённую экзосфе-

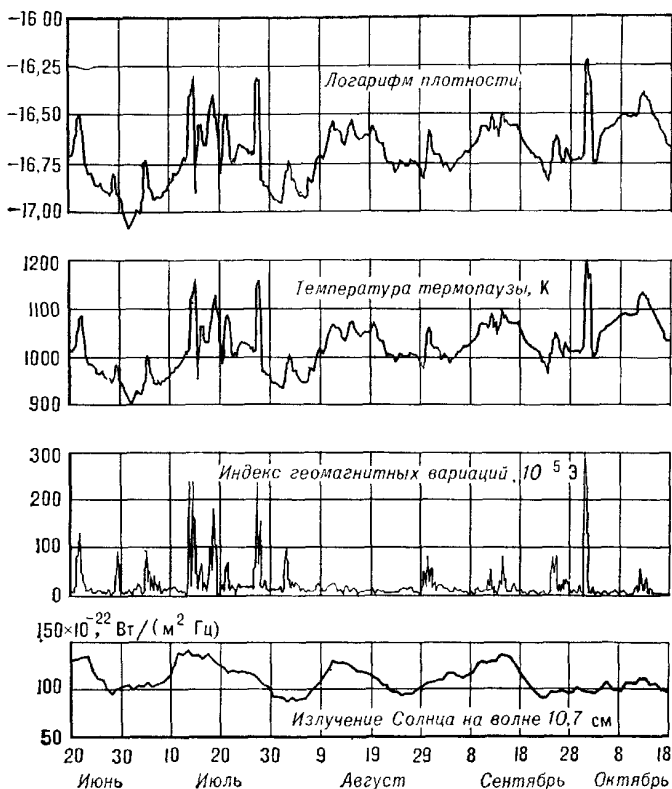


Рис. 3. Изменение плотности верхней атмосферы на высоте 730 км (данные спутника «Эксплорер-9», США, 1961 г.). На рисунке приведены также: температура термопаузы; индекс геомагнитных вариаций, характеризующий интенсивность полярных сияний и геомагнитных возмущений; интенсивность радиоизлучения Солнца, приблизительно пропорциональная интенсивности солнечного УФ-излучения, разогревающего верхнюю атмосферу. Видно, что вариации плотности атмосферы обусловлены как медленными изменениями солнечного излучения, так и кратковременными эффектами разогрева во время полярных сияний.

темп-ры (и плотности) В. а. распространяется затем, постепенно ослабляясь, по всему земному шару в течение неск. часов, так что разогрев и рост плотности чувствуется даже в экваториальных широтах.

Хим. состав атмосферы слабо изменяется с высотой h вплоть до 110—120 км. В этой области высот турбулентное (конвективное) перемешивание обеспечивает постоянство молекулярной массы $\mu \approx 29$. Выше 110—120 км (турбопаузы) нейтральные атомы и молекулы распределяются независимо в соответствии с барометрической формулой $n = n_0 e^{-h/H}$, где n — число частиц в ед. объёма на высоте h , H — характерное для каждого компонента значение высоты однородной атмосферы. В результате концентрация

ру Земли, распространяющуюся вплоть до высот порядка 100 тыс. км, часто наз. геокороной, она состоит из атомов водорода, «испаряющихся» из В. а.

3. Ионосфера

В В. а. Земли под действием солнечного коротковолнового излучения происходит ионизация газов. Ионизованный слой В. а. наз. ионосферой. Она состоит из положительных ионов (в основном O^+ , O_2^+ , NO^+ , N^+ , N_2^+ , He^+ и H^+) и электронов, «оторванных» при ионизации от атомов (рис. 4). В нижней ионосфере, где ионизация мала, а плотность нейтральных частиц велика, существуют также отрицательные ионы, образующиеся в результате

«прилипания» лишнего электрона к нейтральной частице.

Ионосферу принято делить на области D , E и F (рис. 5). Область D ($h \approx 60-90$ км) характеризуется слабой ионизацией и соответственно небольшой концентрацией заряженных частиц. Газы B , а в области D ионизуются репгг. излучением Солнца, кроме того, некую роль играют дополнительные слабые источники ионизации: метеоры, сгорающие на высотах 60—100 км. Космические лучи, а во время магн. бурь — энергичные частицы магнитосферного происхождения. Ночью ионизация в слое D резко уменьшается, но не исчезает полностью. Область E ($h \approx 90-120$ км) характеризуется ростом концентрации электронов с высотой в дневное время, связанным с поглощением солнечного коротковолнового излучения. В дневное время на высотах $h \approx 110$ км наблюдается максимум концентрации электронов ($n_e \sim 10^5$ см $^{-3}$), к-рый оказывает значит. влияние на распространение средних и даже коротких радиоволн, отражающихся от этой области ионосферы. Скорость рекомбинации ионов здесь довольно велика, и даже во время солнечного затмения концентрация ионов в области E успевает резко упасть. Ночью концентрация электронов в области E уменьшается до 10^3 см $^{-3}$. Это связано с тем, что процессы рекомбинации не успевают охватить все долгоживущие ионы (O^+ , «метеорные» ионы Ca^+ , Fe^+ , Si^+ и др.). Кроме того, некое количество ионов поступает в область E сверху из области F , где рекомбинация идёт медленнее и концентрация ионов относительно велика. Наконец определённую роль в ионосфере средних широт играют ночные источники ионизации — поглощение рассеянного геокоронной излучения Солнца в линии L_α , метеорная ионизация, космич. лучи, а при больших магн. бурях — и энергичные нейтральные атомы, образующиеся при процессах перезарядки заряженных частиц пояса кольцевого тока в магнитосфере с атомами геокоронны. Этот последний процесс во время магн. бури становится особенно важен для существования ночной области E на низких широтах.

Область F наз. теперь всю ионосферу примерно выше 130—140 км. Максимум ионообразования под действием солнечного коротковолнового излучения

лежит на высотах 150—200 км. Однако ионы до момента рекомбинации на больших высотах живут сравнительно долго, а процессы диффузии приводят к тому, что электроны и ионы распространяются вверх и вниз от области

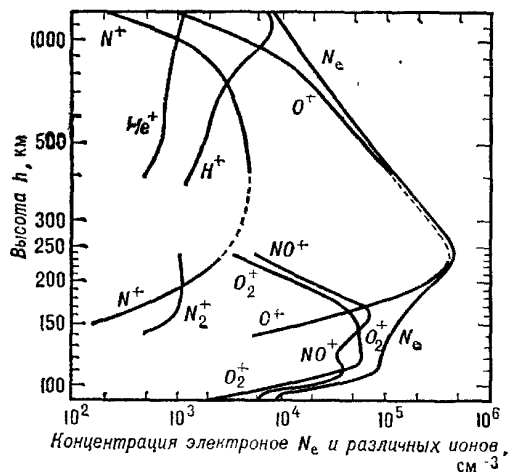


Рис. 4. Распределение в ионосфере наиболее распространённых ионов. Для сравнения приведена кривая концентрации электронов N_e , к-рая равна суммарной концентрации положительных ионов.

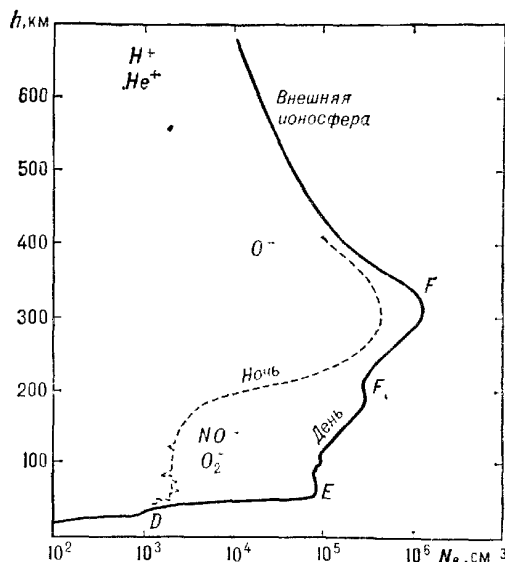


Рис. 5. Схематическое изображение структуры дневной и ночной ионосферы (распределение концентрации электронов N_e с областями D , E , F_1 и F_2 (данные усреднены). Указаны также преобладающие ионы.

максимума ионообразования. В результате макс. концентрация электронов и ионов в области F наблюдается выше — на высотах 250—400 км. В дневное время, однако, мощная ионизация солнечным УФ-излучением на этих высотах часто вызывает появление дополнительной «ступеньки» в распределении электронной концентрации с высотой, её наз. областью F_1 (150—200 км). Она оказывает заметное влияние на распространение коротких радиоволн. Вышележащую часть области F часто наз. областью F_2 . На больших высотах возрастает роль процессов диффузии, что приводит к преобладанию более лёгких ионов: O^+ вплоть до высот 400—1000 км, а ещё выше — ионов водорода (протонов) и в меньших количествах — ионов He . Диффузионный обмен ионами между верхней частью области F и вышележащей плазмосферой оказывается исключительно важным стабилизатором характеристик области F .

На распределение концентраций электронов и ионов и их темп-ру оказывают заметное влияние изменения интенсивности солнечного коротковолнового излучения в течение *солнечного цикла* и связанные с этим изменения темп-ры и распределения нейтральных компонентов В. а. Движения масс воздуха в В. а. (крупномасштабная циркуляция, крупномасштабные волновые движения, турбулентные процессы перемешивания нейтральных молекул и атомов, ветры, а также приливные движения) оказывают также значит. влияние на перенос и перераспределение заряженного компонента В. а. (электронов, ионов). С динамич. процессами в атмосфере поэтому связаны многие характерные вариации электронной плотности в ионосфере, в особенности во время магн. бурь. В результате на низких и средних широтах концентрация ионов в максимуме области F изменяется в пределах от $3 \cdot 10^5$ до $2 \cdot 10^6$ см $^{-3}$ в зависимости от различных геофизич. условий (широты, местного времени, солнечной и магн. активности и др.).

На высоких широтах картина может быть совершенно иной. Во время полярных сияний интенсивные потоки электронов и ионов с энергией порядка неск. кэВ, вторгающиеся в полярную ионосферу из плазменного слоя магнитосферы, вызывают значительную, но

неравномерную ионизацию полярной верхней атмосферы.

Др. важный фактор, определяющий структуру области F полярной ионосферы, — это перенос ионов на большие расстояния поперёк магн. поля (почти горизонтально) в результате дрейфа плазмы в крупномасштабном электрич. поле магнитосферного происхождения (т. н. конвекция плазмы). Скорость и направление конвекции над полярной шапкой в обычных условиях таковы, что время переноса ионосферной плазмы с дневной стороны овала полярных сияний (от полярного каспа) до ночной части овала составляет ок. 1 ч. (Касп представляет собой воронкообразную структуру в геомагн. поле, в к-рой вдоль силовых линий возможно непосредственное проникновение плазмы солнечного ветра вплоть до В. а.) За столь короткое время (~ 1 ч) плазма в области F не успевает recombinировать, и поэтому от дневной стороны овала полярных сияний над неосвещённой зимней полярной шапкой тянется язык повышенной концентрации ионов и электронов, что позволяет поддерживать радиосвязь в полярных районах даже в течение длинной полярной ночи.

4. Плазма верхней ионосферы и магнитосферы

Убывание с высотой концентрации электронов выше максимума области F сначала происходит довольно быстро, но затем, по мере того как все большую долю занимают лёгкие ионы — протоны и в небольшом числе ионы гелия, изменения с высотой становятся весьма медленными. В среднем на низких и ср. широтах на высоте 1000 км концентрация электронов близка к 10^4 см $^{-3}$, а на высотах в 1 R_3 — к 10^3 см $^{-3}$, затем она убывает с высотой как $(R/R_3)^{-3}$ или $(R/R_3)^{-4}$, где R — расстояние от центра Земли.

Строго установить, где кончается внеш. ионосфера и начинается магнитосфера, невозможно. Границу магнитосферы относят к высоте в неск. тысяч км. Однако на протяжении первых одной-двух тыс. км обнаруживается ряд явлений, относящихся, скорее, к ионосферным, но испытывающих заметное влияние магнитосферы. Так, наблюдается перекачка электронов и ионов из магнитосферы в ионосферу и обратно, а также из одного полушария в другое вдоль магн. силовых линий.

Суточное вращение Земли вместе с геомагн. полем увлекает за собой и плазму магнитосферы вплоть до высот 15—30 тыс. км в экваториальной плоскости. Однако на ещё больших высотах плазма как бы «отрывается» и уже не участвует в этом вращении, двигаясь в общем от хвоста магнитосферы к дневной магнитопаузе. Это движение (конвекция плазмы поперёк геомагн. поля) обусловлено тем, что в магнитосфере, обтекаемой солнечной плазмой, возникает крупномасштабное электрич. поле. Т. о., хотя магн. силовые линии в значит. части этой области всё ещё остаются замкнутыми, перпендикулярные к ним линии потока плазмы разомкнуты, и поэтому плазма способна оттекать отсюда к лобовой поверхности магнитосферы (магнитопаузе). В результате концентрация частиц поднявшейся из ионосферы тепловой плазмы в этой области магнитосферы падает в десятки раз по сравнению с внутр. зоной, вращающейся вместе с Землёй и её атмосферой. Во внутр. зоне крупномасштабное электрич. поле отсутствует и тепловая плазма может накапливаться там в течение многих суток. Область резкого спада концентрации плазмы в магнитосфере наз. п л а з м о п а у з о й. Т. о., плазмопауза ограничивает внутр. область магнитосферы, заполненную сравнительно плотной плазмой (≥ 100 частиц в 1 см^3) из ионов H^+ с долей He^+ и малой примесью др. ионов (He^{++} , O^+ , N^+ , O^{++}). Отток тепловой плазмы из магнитосферы (в первую очередь — лёгких ионов) опустошает и ионосферу в основаниях силовых трубок магн. поля, вызывая усиленное «испарение» из ионосферы лёгких ионов (H^+ , He^+). Этот восходящий поток лёгких ионов из полярной ионосферы создаёт т. н. полярный ветер. В лучевых формах полярных сияний в магнитосферу способны подниматься и более тяжёлые ионы (O^+ , O_2^+ , N_2^+ , NO^+), к-рые могут затем попасть в шлейф

магнитосферы. В более спокойных геофизич. условиях, когда этот шлейф образуется из плазмы *солнечного ветра*, он должен состоять из протонов (H^+) и α -частиц (He^{++}). Т. о., по составу ионов в магнитосфере можно определить их источник. Эксперименты подтвердили появление «ионосферных» ионов O^+ в хвосте вплоть до очень больших расстояний (до радиуса орбиты Луны). Следовательно, плазма ионосферы и плазма магнитосферы обмениваются частицами и, по существу, неразделимы между собой.

5. Полярные сияния

Удивительные по красоте и масштабам картины полярных сияний в течение тысячелетий были единственным наблюдаемым проявлением бурных плазменных процессов в околоземном космич. пространстве (рис. 6). Свечение обычно возникает в приполярных широтах как в Арктике, так и в Антарктике. Чаще всего планетарная картина развития полярного сияния может быть разделена на отдельные серии интенсивных «вспышек», начинающихся вблизи полуночи и длящихся от нескольких до десятков минут с общей продолжительностью серии от получаса до 1—2 ч (т. н. суббури). Они происходят на геомагн. широтах $67\text{—}70^\circ$, называемых зонами полярных сияний. Существует также непрерывное свечение небольшой интенсивности, в к-рое вдоль полярной границы вкраплены тянущиеся на тысячи км дуги полярных сияний, обычно 2—3 рядом (рис. 7). Они возникают вдоль овальных зон,



Рис. 6. Полярное сияние в виде занавеса из лучей (цепочка светлых точек — лампы на куполе обсерватории).

расположенных вокруг геомагн. полюсов (на дневной стороне граница овальной зоны отстоит от полюсов на $10-16^\circ$, а на ночной стороне, где интенсивность свечения велика, овал практически совпадает с зоной поляр-

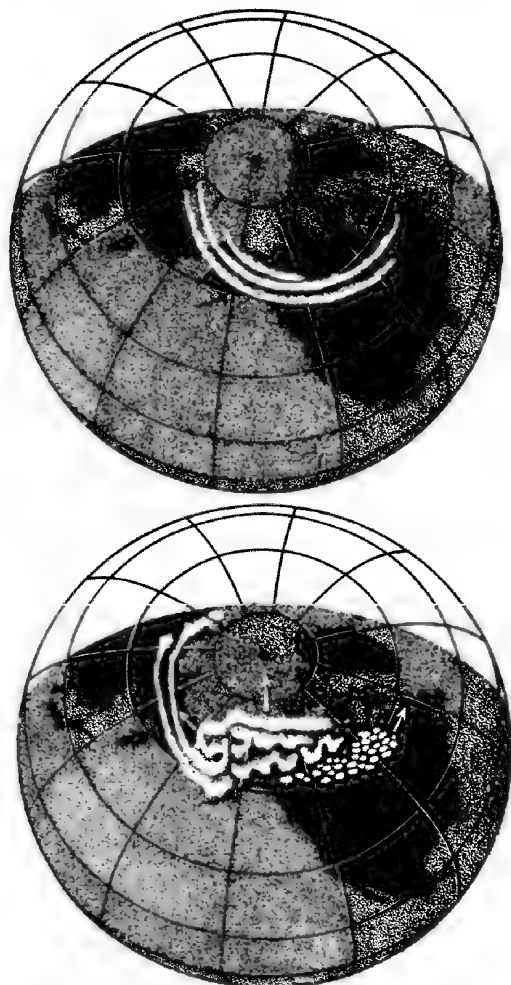


Рис. 7. Схематическая планетарная картина суббури полярного сияния: сверху — спокойная фаза до суббури, внизу — вскоре после вспышки полярного сияния.

ных сияний на расстоянии $\sim 23^\circ$ от полюса). Овальные зоны сияний расположены вдоль границы между областью сравнительно устойчивой «замкнутой» магнитосферы, в к-рой возможен захват энергичных частиц в магн. ловушке, и приполярными пучками силовых линий, уходящих в хвостовую область (см. *Магнитосферы планет*).

Энергичные частицы появляются в большом числе лишь в момент бурных процессов их ускорения в хвосте магнитосферы, порой на расстояниях, больших радиуса орбиты Луны.

Прямые эксперименты с ракет и спутников показали, что в ярких формах полярных сияний энергичные электроны, возбуждающие свечение, где-то на больших высотах были ускорены в направлении к Земле. На высотах $\approx 1-3 R_E$ над областями полярных сияний были обнаружены сложные плазменные процессы, вызывающие ускорение частиц плазмы вдоль силовых линий магн. поля как бы в гигантской естественной электронной пушке с разностью потенциалов $\sim 1-10$ кВ. Источником энергии для этих мощных процессов ускорения явл. области с быстрыми движениями и турбулентностью магнитосферной плазмы, генерирующие продольный электрич. ток. Этот ток замыкается через проводящую ионосферу в овале полярных сияний. Когда продольный ток становится слишком сильным, в плазме возникают процессы ускорения заряженных частиц вдоль магн. силовых линий. Ионы из ионосферы при этом ускоряются вверх. Ускорение заряженных частиц происходит под действием электрич. поля, направленного вдоль магн. поля, и притом так, что плазменный слой на высотах в неск. R_E находится под отрицат. потенциалом по отношению к ионосфере как в Северном, так и в Южном полушарии (дуги полярных сияний почти симметричны на обоих концах магн. силовой линии). Интересно, что пучки ионов, выбрасываемые с этих высот в магнитосферу, образованы из ионов, имеющих в верхней ионосфере, т. е. не только из протонов, но и из ионов O^+ и He^+ . Часть этих энергичных ионов, попав на магнитосферные высоты, оказывается при этом захваченной в пояс кольцевого тока, так что полярная ионосфера паряду с солнечным ветром явл. источником не только тепловой плазмы в магнитосфере, но даже и части энергичных частиц, захваченных в магнитную ловушку (пояс радиации). Ускоренные к Земле энергичные электроны переносят из магнитосферы в ионосферу отрицат. заряд, что соответствует продольному электрич. току, направленному вверх, с плотностью $\sim$ неск. $\mu A/m^2$. Умножив значение плотности тока

на ширину дуги полярного сияния (~ 10 км) и на её длину (~ 1000 км), получаем огромный ток (неск. десятков тысяч ампер). Рядом с дугой течёт примерно такой же продольный ток, но обратного направления (т. е. вниз), что соответствует оттоку тепловых ионосферных электронов вверх, в плазменный слой магнитосферы. Из-за мощной ионизации В. а. пучком электронов в дуге полярного сияния электрич. проводимость резко возрастает и магнитосферное электрич. поле над дугой даже «подсаживается» на столь большой нагрузке. Плазма в этих областях ионосферы излучает разнообразные волны как в низкочастотном, так и в высокочастотном диапазоне, вплоть до десятков МГц. Оказывается, что от возникающих при таких волновых процессах пучков сжатий и разряжений в концентрации электронов ионосферной плазмы на высотах 90—120 км способны отражаться радиоволны метрового диапазона. Поэтому, направляя приёмные антенны на север, в области полярных сияний, в полярных широтах часто удаётся наблюдать телевизионные передачи из очень удалённых городов. Однако отражения ультракоротких радиоволн от полярной ионосферы создают значительные помехи для средств радиолокации и радионавигации.

Лит.: Акасофу С. - И., Чепмен С., Солнечно-земная физика, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1974—75; Гальперин Ю. И., Полярные сияния в магнитосфере, М., 1975; Космическая геофизика, пер. с англ., М., 1976; Изаков М. Н., Структура и динамика верхних атмосфер Венеры и Марса, «УФН», 1976, т. 119, в. 2; Чемберлен Дж., Теория планетных атмосфер, пер. с англ., М., 1981.

Ю. И. Гальперин.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ — сводится к совокупности элементарных процессов рассеяния (упругого и неупругого), поглощения и генерации эл.-магн. излучения.

Ниже рассматриваются в основном процессы, приводящие к ослаблению излучения (о генерации излучения см., напр., *Линейчатое излучение, Неполовое излучение, Мазерный эффект, Тормозное излучение*). Поток излучения с частотой ν , проходящий через слой вещества, ослабляется из-за поглощения, упругого рассеяния вбок и из-за неупругого рассеяния. В случае оптич. излучения такое ослабление наз. *экстинкцией*.

Взаимодействие (как отдельные элементарные процессы, так и любая их комбинация) фотона с рассеивающей или поглощающей частицей характеризуется эффективным поперечным сечением (ЭПС) σ . Его можно определить как отношение вероятности взаимодействия на единице пути $d\Pi/dx$ к концентрации N частиц, с к-рыми происходит взаимодействие:

$$\sigma = \frac{1}{N} \cdot \frac{d\Pi}{dx}.$$

ЭПС зависит от состояния фотонов и частиц до и после взаимодействия. Различают дифференциальное ЭПС, определяемое вероятностью такого взаимодействия, при к-ром фотон и частица из фиксированных начальных состояний переходят в определённые конечные состояния, и полное, или интегральное, ЭПС — результат интегрирования дифференциального ЭПС по всем конечным состояниям. Полное ЭПС имеет размерность площади (см^2).

Ослабление излучения можно характеризовать коэфф. ослабления интенсивности излучения μ (его часто наз. также коэфф. поглощения); μ выражается через ЭПС поглощения $\sigma_{\text{полг}}$ и ЭПС рассеяния $\sigma_{\text{расс}}$: $\mu = N(\sigma_{\text{полг}} + \sigma_{\text{расс}})$, или, если излучение взаимодействует с различными сортами (i) частиц с концентрациями N_i , то

$$\mu = \sum_i N_i (\sigma_{\text{полг}}^i + \sigma_{\text{расс}}^i),$$

где $\sigma_{\text{полг}}^i$ и $\sigma_{\text{расс}}^i$ — соответствующие ЭПС для каждого сорта частиц. Ослабление интенсивности I излучения, прошедшего слой вещества толщиной l , описывается выражением:

$$I(l) = I_0 e^{-\tau(l)},$$

где I_0 — интенсивность входящего в слой излучения. Безразмерная величина

$$\tau(l) = \int_0^l \mu(x) dx$$

наз. *оптической толщиной* слоя. Часто μ и τ вводят отдельно для каждого процесса взаимодействия.

Осн. процессами В. и. с в. в космич. условиях являются: экстинкция света на пылинках, поглощение и рассеяние в линиях, фотопоглощение, тормозное

поглощение, комптоновское и томсоновское рассеяние, рождение пар, поглощение фотонов ядрами.

Экстинкция света на космических пылинках приводит к ослаблению блеска и изменению спектра звёзд — межзвёздному покраснению (см. также *Межзвёздное поглощение света*). Покраснение происходит из-за усиления экстинкции с уменьшением длины волны. Наряду с ЭПС экстинкцию часто характеризуют фактором эффективности рассеяния $Q_{\text{расс}}$ и фактором эффективности поглощения $Q_{\text{полг}}$ (отношения соответствующих ЭПС к геометр. сечению сферич. частицы). В случае, когда длина волны излучения $\lambda \gg 2\pi a$ (a — размер пылинки, m — показатель преломления вещества пылинки),

$$Q_{\text{расс}} = \frac{\sigma_{\text{расс}}}{\pi a^2} = \frac{128\pi^4}{3} \left(\frac{a}{\lambda} \right)^4 \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right|.$$

Такое рассеяние наз. рэлеевским. Рэлеевское рассеяние может происходить также на молекулах и атомах. Если помимо рассеяния происходит также поглощение излучения (показатель m комплексный), вводится фактор

$$Q_{\text{полг}} = \frac{\sigma_{\text{полг}}}{\pi a^2} = 8\pi \frac{a}{\lambda} \left| \text{Im} \left(\frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right) \right|,$$

где Im обозначает мнимую часть. Как видно из приведённых формул, при достаточно больших λ поглощение преобладает над рассеянием ($Q_{\text{полг}} \gg Q_{\text{расс}}$).

Поглощение и рассеяние в линиях происходит вследствие переходов электронов в атомах с одного уровня энергии на другой (связанно-связанные переходы). Фотон с частотой ν_{kq} поглощается при переходе электрона с нижнего атомного уровня энергии q , соответствующего энергии $\mathcal{E}_q$, на верхний уровень k , соответствующий энергии $\mathcal{E}_k$, $\mathcal{E}_k - \mathcal{E}_q = h\nu_{kq}$. ЭПС поглощения (ослабления) в линии зависит от силы осциллятора данного перехода f_{kq} (см. *Кривая роста*). Кроме этого, оно зависит от отношения числа атомов, у которых на нижнем уровне q есть электрон, а верхний уровень k свободен, к полному числу атомов, т. е. от их распределения по энергиям (см., напр., *Больцмана распределение*).

Важной характеристикой спектральной линии, от которой зависят процессы рассеяния и поглощения в линии, явл. её профиль. Профиль спектр. линии

φ_{kq} и его ширина на половине высоты $\Delta\nu_L$ определяются соотношением между естеств. шириной линии $\nu_0 = 8\pi^2 e^2 \nu_{kq}^2 / 3m_e c^3 \approx 2,5 \cdot 10^{-22} \nu_{kq}^2$ Гц, частотой столкновений $\nu_{\text{ст}}$ и доплеровским уширением линии $\Delta\nu_{\text{допл}} = \frac{v_T}{c} \nu_{kq}$ (v_T — тепловая скорость атомов, m_e и e — масса и заряд электрона). Обычно полагают, что $\int_0^\infty \varphi_{kq}(\nu) d\nu = 1$. Ши-

рина линии ν_0 определяет характерное время жизни атома в возбуждённом состоянии $t_0 \sim \nu_0^{-1}$. Если $\nu_0 \gg \nu_{\text{ст}}$, то столкновениями можно пренебречь и осн. процессом, определяющим взаимодействие линейчатого излучения с атомами, явл. рассеяние. Если $\nu_0 \ll \nu_{\text{ст}}$, за время t_0 успевает произойти много столкновений. В этом случае энергия поглощаемого фотона перераспределяется между частицами газа и осн. процессом взаимодействия следует считать поглощение.

В условиях локального термодинамического равновесия предполагается выполненным условие $\nu_0 \ll \nu_{\text{ст}}$. При этом коэфф. поглощения излучения с частотой ν вблизи частоты ν_{kq} :

$$\mu_{kq}(\nu) = \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{kq} N_k \left[\exp \left(\frac{h\nu_{kq}}{kT} \right) - 1 \right] \varphi_{kq}(\nu),$$

где T — темп-ра газа, N_k — концентрация атомов с заселённым уровнем k . При $h\nu_{kq} \gg kT$ интегральный коэфф. поглощения в линии не зависит от N_k и определяется концентрацией атомов N_q с заселённым нижним уровнем q :

$$\int_0^\infty \mu_{kq}(\nu) d\nu \approx \frac{\pi e^2}{m_e c} f_{kq} N_q.$$

Поглощение в линии играет важную роль в формировании оптич. спектров звёзд. Напр., звёзды спектрального класса А имеют водородные линии поглощения $H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$ и др., звёзды класса G — линии иона кальция CaII и др. Сравнивая интенсивности определённых линий, можно определить спектр. класс и, следовательно, темп-ру звезды.

Фотопоглощение происходит при связанно-свободных переходах, т. е. при переходах атомарного электропа из связанного состояния в свободное (явление фотоэффекта или

фотоионизации, см. *Ионизация*). Для фотоионизации атома с j -го уровня энергия фотона $h\nu$ должна быть больше или равна соответствующей энергии ионизации $\mathcal{E}_j$. Вылетающий электрон приобретает при этом энергию $\mathcal{E}_e = h\nu - \mathcal{E}_j$. Энергия ионизации атома водорода из осн. состояния (K -слой, см. в ст. *Уровни энергии*, раздел II, п. 2) $\mathcal{E}_K \approx 13.6$ эВ. Если $h\nu$ велика по сравнению с $\mathcal{E}_K$, то ЭПС фотоэффекта мало. С уменьшением $h\nu$ ЭПС растёт сначала пропорционально ν^{-3} , а по мере приближения $h\nu$ к $\mathcal{E}_K$ — быстрее, как $\nu^{-1/2}$. При $h\nu < \mathcal{E}_K$ ионизация K -электронов становится невозможной, и ЭПС резко уменьшается. Последующие скачки ЭПС происходят при $h\nu = \mathcal{E}_L, \mathcal{E}_M$ и т. д. ($\mathcal{E}_L, \mathcal{E}_M$ — энергии ионизации соответственно из L - и M -слоёв).

ЭПС фотоэффекта ($\sigma_{\text{фот}}$) сильно зависит от заряда Ze ядра атома. Для K -слоя $m_e c^2 \gg h\nu \gg \mathcal{E}_K$ ($h\nu$ в эВ):

$$\sigma_{\text{фот}}(K) \approx 0,55 \cdot 10^{-16} Z^5 \left(\frac{13,6}{h\nu} \right)^{7/2};$$

при $h\nu \gtrsim m_e c^2$;

$$\sigma_{\text{фот}}(K) \approx 1,3 \cdot 10^{-33} Z^5 \left(\frac{10^6}{h\nu} \right).$$

Вклад последующих слоёв (L, M и т. д.) относительно мал: $\sigma_{\text{фот}}(L)/\sigma_{\text{фот}}(K) \approx 0,2$ и $\sigma_{\text{фот}}(M)/\sigma_{\text{фот}}(K) \approx 0,05$ ($h\nu > \mathcal{E}_K$). Для оценки полного ЭПС фотоэффекта со всех слоёв в формулах для $\sigma_{\text{фот}}(K)$ нужно ввести дополнит. множитель 1,25. ЭПС фотоионизации водородоподобных ионов (ядро с зарядом Ze и 1 электрон):

$$\sigma_{\text{фот}}(n) \approx 2,8 \cdot 10^{29} \frac{Z^4}{\nu^2 n^5},$$

где n — значение главного квантового числа в исходном состоянии.

Поглощение за счёт фотоионизации в межзвёздной среде со стандартным хим. составом удобно описывать суммарным ЭПС, пересчитанным на атом водорода (см. рис. 2 в ст. *Ионизация*).

Тормозное поглощение связано с изменением состояния свободных электронов (свободно-свободные переходы). Ускоряясь в поле иона, такой электрон может поглотить или излучить фотон. Тормозное поглощение существенно зависит от функций распределения электронов и ионов, наличия магн. поля и пр. Для равновесной плазмы с температурой T коэффициент

тормозного поглощения излучения с частотой ν :

$$\mu(\nu) \approx \frac{3,6 \cdot 10^8 Z^2 N_e N_i}{m_\nu \nu^3 T^{1/2}} \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right) \right] \times \\ \times g(\nu, T) \text{ см}^{-1},$$

где N_e, N_i — концентрации электронов и ионов, m_ν — показатель преломления, $g(\nu, T)$ — фактор Гаунта, приближённо равный при $h\nu \ll kT_e$

$$\frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \left[5,0 \cdot 10^7 \left(\frac{T^{3/2}}{Z\nu} \right) \right] \text{ при } T < 3,6 \cdot 10^5 Z^2 \text{ К};$$

$$\frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln \left[4,7 \cdot 10^{10} \left(\frac{T}{\nu} \right) \right] \text{ при } T > 3,6 \cdot 10^5 Z^2 \text{ К}.$$

Три рассмотренных типа переходов (связанно-связанные, связанно-свободные и свободно-свободные) могут сопровождаться не только поглощением, но и генерацией фотонов. В соответствии с *Кирхгофа законом излучения* излучат. способность (мощность излучения) единичного объёма вещества с темп-рой T в единичном телесном угле и в единичном интервале частот определяется выражением:

$$\mathcal{E}(\nu) = m_\nu^2 B_\nu(T) \mu(\nu),$$

где $B_\nu(T)$ — интенсивность излучения абсолютно чёрного тела в вакууме. Свободно-свободные переходы ответственны за непрерывное излучение солнечной короны, зон *HII* (ионизованного водорода), планетарных туманностей и т. п. С этим процессом также связывают излучение многих рентг. источников.

Рассеяние на свободном электроне приводит к изменению энергии и направления распространения фотона (см. *Комптоновское рассеяние*):

$$h\nu' = h\nu \frac{1 - \frac{v_e}{c} \cos \theta_1}{1 - \frac{v_e}{c} \cos \theta_2 + \frac{h\nu}{\mathcal{E}_e} (1 - \cos \theta)}.$$

Здесь ν и ν' — частоты фотона до и после рассеяния, θ_1 и θ_2 — углы между скоростью электрона v_e и волновыми векторами k_1 и k_2 падающего и рассеянного фотона, θ — угол между k_1 и k_2 , $\mathcal{E}_e$ — полная энергия электрона. При рассеянии на покоящемся электроне длина волны излучения увеличивается на $\lambda_c(1 - \cos \theta)$. Постоянная величина $\lambda_c = h/(m_e c) =$

$= 2,426 \cdot 10^{-10} \text{ см} \approx 0,024 \text{ \AA}$ наз. комптоновской длиной волны электрона.

При $\lambda \gg \lambda_c$ изменением энергии фотона можно пренебречь. В этом случае справедливо приближение томсоновского рассеяния и ЭПС $\sigma_T = (8\pi/3)(e^2/m_e c^2)^2 \approx 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ не зависит от частоты. Дифференциальное ЭПС рассеяния на угол θ :

$$d\sigma = \frac{8}{3} \sigma_T (1 + \cos^2 \theta) \sin \theta d\theta,$$

а диаграмма рассеяния симметрична относительно плоскости $\theta = 90^\circ$.

В общем случае комптоновского рассеяния ЭПС описывается ф-лой Клейна — Нишины — Тамма. При рассеянии фотонов на покоящемся электроне ЭПС зависит от параметра $y = h\nu/m_e c^2$. С увеличением y диаграмма рассеяния теряет симметрию и вытягивается вперёд (рис. 1). При $y \ll 1$ сечение стремится к томсоновскому пределу:

$$\sigma_{\text{компт}} \approx \sigma_T \left(1 - 2y + \frac{26}{5} y^2 + \dots \right),$$

а при $y \gg 1$ оно уменьшается по закону:

$$\sigma_{\text{компт}} \approx \frac{3}{16} \sigma_T \frac{1}{y} (1 + 2 \ln 2y).$$

Комптовское рассеяние играет важную роль в формировании излучения космич. рентг. и γ -источников. При этом часто оказывается существенным процесс, когда в результате рассеяния на электронах энергия фотонов увеличивается. Его наз. обратным комптоновским рассеянием. Считается, что обратное комп-

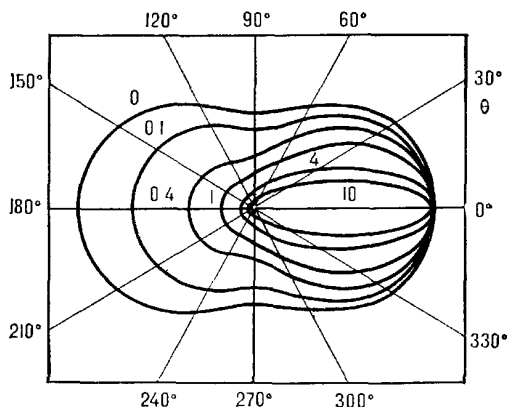


Рис. 1. Диаграмма рассеяния фотонов на свободном электроне для различных значений отношения $y = h\nu/(m_e c^2)$ (цифры у кривых); θ — угол, на который отклоняются фотоны от начального направления.

тоновское рассеяние субмиллиметрового и радиоизлучения на релятивистских электронах космич. лучей обеспечивает генерацию фонового γ -излучения.

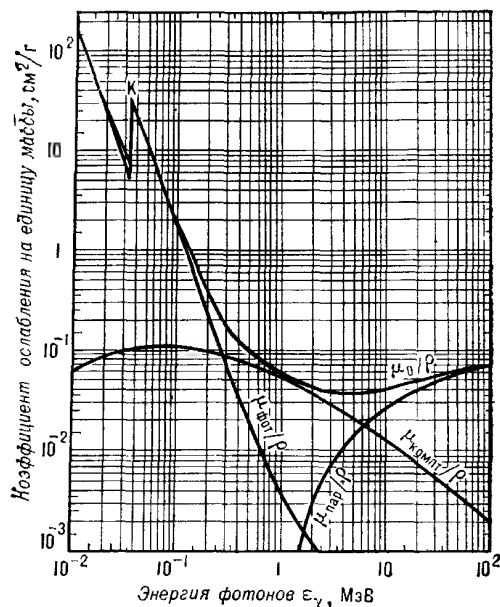


Рис. 2. Коэффициент ослабления на единицу массы для ксенона. Кривая μ_0/ρ соответствует суммарному ослаблению: $\mu_0/\rho = \mu_{\text{фот}}/\rho + \mu_{\text{компт}}/\rho + \mu_{\text{пар}}/\rho$, где ρ — плотность, $\mu_{\text{фот}}$, $\mu_{\text{компт}}$, $\mu_{\text{пар}}$ — коэффициенты ослабления соответственно вследствие фотоионизации, комптоновского рассеяния и рождения пар. Их зависимость от энергии фотонов E_γ представлена соответствующими кривыми. Пик поглощения в области $E_\gamma = 0,035$ МэВ соответствует фотоионизации с K-слоя.

Поглощение фотонов в кулоновском поле ядра с образованием электрон-позитронных пар происходит при условии, что энергия фотонов превышает $2m_e c^2$. Родившиеся электрон и позитрон приобретают энергию, равную $h\nu - 2m_e c^2$. При $y \gg 2$ сечение этого процесса:

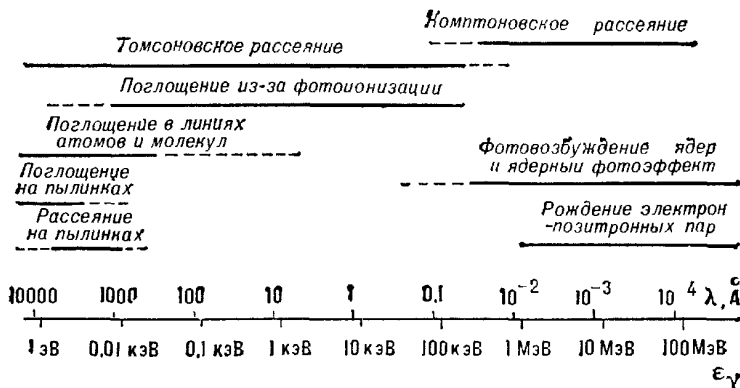
$$\sigma_{\text{пар}}(\nu) \approx \frac{3Z^2 \sigma_T \alpha}{8\pi} \left(\frac{28}{3} \ln 2y - \frac{218}{27} \right),$$

где $\alpha \sim 1/137$ — постоянная тонкой структуры. При $h\nu \gg \epsilon_*(Z) = m_e c^2 / \alpha Z^{1/3}$ кулоновское поле ядра экранируется электронами и в приведенном выражении для ЭПС величину в скобках следует заменить на $\frac{28}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{2}{27}$.

Фотоионизация, комптоновское рассеяние и образование пар явл. осн. процессами взаимодействия рентгеновских и γ -фотонов с веществом. На рис. 2 приведена зависимость от энергии ЭПС для ксенона, к-рый часто используется в детекторах такого излучения. При $h\nu < \mathcal{E}_1$ осн. процессом явл. фотоэффект, при $\mathcal{E}_1 < h\nu < \mathcal{E}_2$ — комптоновское рассеяние и при $h\nu > \mathcal{E}_2$ — образование пар. Для алюминия $\mathcal{E}_1 = 0,05 \text{ МэВ}$, $\mathcal{E}_2 = 1,02 \text{ МэВ}$, для свинца $\mathcal{E}_1 = 0,5 \text{ МэВ}$ и $\mathcal{E}_2 = 1,02 \text{ МэВ}$. В области неск. МэВ ЭПС взаимодействия γ -лучей с веществом имеет минимум.

Поглощение фотонов вследствие фотовозбуждения ядер или ядерного фотоэффекта становится важным

Рис. 3. Основные процессы взаимодействия фотонов разных энергий $\mathcal{E}_\gamma$ (длин волн λ) с веществом.



при достаточно высоких энергиях фотонов $\mathcal{E} = h\nu \gtrsim 1 \text{ МэВ}$. В первом случае величина $h\nu$ равна энергии ядерного перехода, во втором она должна превышать нек-рое пороговое значение. Сечения ядерного фотоэффекта растут от порога и при $h\nu \gtrsim 10 \text{ МэВ}$ имеют максимум — гигантский резонанс. Ниже приведены энергии максимума резонанса $\mathcal{E}_{\text{макс}}$ и сечения $\sigma_{\text{фот}}$ (в максимуме резонанса) для нек-рых ядер.

	$\mathcal{E}_{\text{макс}}$, МэВ	$\sigma_{\text{фот}}$, 10^{-27} см ²		$\mathcal{E}_{\text{макс}}$, МэВ	$\sigma_{\text{фот}}$, 10^{-27} см ²
⁷ Li	17,5	4,0	¹⁴ N	24,2	2,8
¹² C	22,7	8,3	²⁹ Si	15,0	23,0
¹⁶ O	24,2	11,4			

Т. о., для фотонов с разными энергиями характерны (явл. основными) свои определённые процессы взаимодействия с веществом. Если при малых энергиях фотонов взаимодействие затрагивает атомы и молекулы в целом, то при увеличении энергии становятся существенными процессы взаимодействия с отдельными частицами (электронами, ядрами) и процессы рождения частиц. Общая схема, качественно опи-

сывающая роль того или иного процесса, представлена на рис. 3.

Лит.: Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П., Релятивистская квантовая теория, ч. 1, М., 1968; Гринберг М., Межзвездная пыль, пер. с англ., М., 1970; Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Релятивистская астрофизика, М., 1967; Хаякава С., Физика космических лучей, пер. с англ., М., 1973. И. Г. Митрофанов.

ВИРИАЛА ТЕОРЕМА — теорема механики о связи между ср. значением суммарной кинетич. энергии системы

частиц, движущихся в ограниченной области пространства, и действующими в этой системе силами, установлена нем. физиком Р. Клаузиусом (1870 г.). В астрофизике существует случай гравитац. сил, с учётом к-рых В. т. формулируется след. обр.: для всякого гравитац. связанного тела (системы) его ср. по времени потенциальная гравитационная энергия

$$U_G = -2\mathcal{E}_{\text{кин}}, \quad (4)$$

где $\mathcal{E}_{\text{кин}}$ — ср. по времени кинетич. энергия движения частиц тела (системы). Следует подчеркнуть, что в это выражение не входит внутр. энергия частиц (напр., энергия их вращения или внутр. энергия атомов или молекул, если рассматривается газ).

Применение В. т. в астрофизике обусловлено тем, что она позволяет через величину гравитац. энергии связать массу системы с кинетич. энергией частиц (частей) этой системы (в системе отсчёта, относительно к-рой данная физ. система как целое неподвижна). Поскольку гравитац. энергия системы U_G по порядку величины составляет $-Gm^2/R$ [m — масса системы, R — её размер (радиус), G — гравитац. постоянная], а ср. кинетич. энергия си-

стемы $\mathcal{E}_{\text{кин}} = m\bar{v}^2/2$ ($\bar{v}^2$ — ср. квадратичная скорость членов системы), то из ф-лы (1) следует:

$$m \approx \bar{v}^2 R/G. \quad (2)$$

Если из наблюдений известны $\bar{v}^2$ и R , то выражение (2) позволяет оценить массу системы. Этот метод применим, напр., для оценки масс звёздных скоплений, галактик.

При рассмотрении строения звёзд В. т. позволяет оценить ср. темп-ру звёзды. Для этого в ф-лу (2) подставляют значение ср. квадратичной скорости, выражаемое через темп-ру:

$$\bar{v}^2 = 3kT/m,$$

где m — масса частицы газа (см. *Максвелла распределение*). Тогда из (2) следует:

$$T = Gm\bar{m}/kR. \quad (3)$$

Полная энергия звезды, как следует из (1),

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_{\text{кин}} + U_G - \mathcal{E}_{\text{кин}} = 1/2 U_G. \quad (4)$$

Из (4) видно, что $\Delta\mathcal{E} = -\Delta\mathcal{E}_{\text{кин}}$, т. е. сообщение звезде энергии уменьшает кинетич. энергию её частиц и, наоборот, излучение энергии приводит к росту $\mathcal{E}_{\text{кин}}$ и темп-ры звезды.

Если источником энергии звезды явл. её постепенное сжатие под действием сил гравитации (это соответствует определённым этапам эволюции звёзд), то выделяющаяся гравитац. энергия распределяется след. обр. Половина её, согласно (1), идёт на увеличение $\mathcal{E}_{\text{кин}}$ и темп-ры звезды: $-\Delta U_G/2 = \Delta\mathcal{E}_{\text{кин}}$. Вторая половина ΔU_G идёт на излучение:

$$\Delta\mathcal{E}_{\text{изл}} = -\Delta\mathcal{E}_{\text{кин}} = \Delta U_G/2.$$

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюция звезд, М., 1971. И. Д. Новиков.

ВНЕАТМОСФЕРНАЯ АСТРОНОМИЯ — исследует космич. объекты при помощи аппаратуры, вынесенной для устранения атмосферных помех за пределы земной атмосферы (см. *Прозрачность земной атмосферы*).

Первые результаты в области В. а. были получены в конце 40-х гг. 20 в., когда удалось сфотографировать УФ-спектр Солнца в области длин волн короче 3000 Å. В этих экспериментах (1946—47 гг.) использовались ракеты,

способные достигнуть высоты ~100 км. С помощью высотных аэростатов (поднимающихся на высоту 40—50 км), ракет, а с наступлением космич. эры — благодаря искусств. спутникам Земли (ИСЗ) и автоматич. межпланетным станциям (АМС) стало возможным проводить изучение космич. объектов во всём диапазоне длин волн, начиная от жёсткого гамма-излучения до километровых радиоволн. Благодаря успехам В. а. астрономия стала всеволновой.

В. а. даёт возможность устранить дрожание изображения в телескопах, вызванное атмосферными неоднородностями, и довести пространств. разрешение оптич. телескопа до его теоретически возможного (дифракционного) значения λ/D (радиан), где λ — длина волны, D — диаметр входного отверстия телескопа. При планируемых на середину и конец 80-х гг. 20 в. запусках ИСЗ с оптич. телескопами, напр. телескопом ST (США) с диаметром зеркала 2,4 м, будет достигнуто разрешение ~0,01'' (в земных условиях в лучшем случае 0,5''). В принципе В. а. позволяет создать оптич. интерферометр с разрешением до 10^{-4} '' и радиоинтерферометр с базой ~1а. е. и разрешением 10^{-6} — 10^{-8} '' . В. а. может решать принципиально новые задачи благодаря возможности доставить физические приборы непосредственно к месту исследования. Напр., КА «Вояджер-1,-2» (1980—81 гг., США) удалось с близкого расстояния изучить тонкие детали поверхности спутников Юпитера, строение колец Сатурна, а советским межпланетным станциям «Венера-11, -12» (1978 г.) и «Венера-13, -14» (1981—82 гг.) передать панорамы поверхности Венеры, всегда закрытой облачным покровом. В 1983—84 гг. АМС «Венера-15, -16» осуществили радиолокац. съёмку значит. части поверхности Венеры.

В. а. принято делить на разделы, определяемые диапазонами длин волн, в к-рых производятся наблюдения. Наиболее интересные результаты получены при изучении космич. объектов в рентг. и УФ-диапазонах. В частности, со специализированных спутников в 1975 г. был открыт новый тип космич. рентг. источников — *барстеры*, исследованы рентг. источники в др. галактиках, исследуются *нейтронные звёзды* и кандидаты в *чёрные дыры*.

С 70-х гг. 20 в. В. а. интенсивно развивается благодаря созданию специализированных ИСЗ и АМС, запускаемых к планетам Солнечной системы. Осн. элементом всех астрономич. спутников явл. высокоточная система ориентации и стабилизации телескопов (звёздные датчики, микродвигатели и гироскопы), обеспечивающая их наведение на объект с точностью от $1'$ до $0,02''$ в зависимости от диапазона исследований (в коротковолновых диапазонах точность ниже). Наиболее ценные результаты в рентг. диапазоне были получены со спутников «Ухуру» (с 1970 г., США), «ХЕАО А» и «ХЕАО Б» (Обсерватория им. Эйнштейна, США, 1978—81 гг.), «САС-3» (с 1975 г.), «АНС» (с 1974 г.), «Астрон-1» (СССР, 1983 г.) (см. *Рентгеновская астрономия*), в УФ-диапазоне — со спутников «ОАО-3» («Коперник», с 1972 г.), «ИУЭ» (с 1977 г.), «Астрон-1», в гамма-диапазоне — со спутников «САС-2» (с 1972 г.) и «КОС-Б» (с 1975 г.) (см. *Гамма-астрономия*).

Совр. В. а. вносит в астрофизику вклад, вполне соизмеримый с вкладами *оптической астрономии* и *радиоастрономии*.

Лит.: Курт В. Г., Перспективы внеатмосферных астрономических исследований, «Природа», 1972, № 5; Шкловский И. С., 20 лет рентгеновской астрономии, там же, 1982, № 9; Кириллов-Угрюмов В. Г., Гальпер А. М., Лучков Б. И., Гамма-астрономия, М., 1978; Амиуэль П. Р., Релятивистская астрофизика сегодня и завтра, М., 1979; Юпитер глазами «Вояджера», М., 1981; Современные достижения космонавтики, М., 1981.

В. Г. Курт.

ВНЕЗЕМНЫЕ ЦИВИЛИЗАЦИИ.

Содержание:

1. Введение 169
2. Возможная распространённость космических цивилизаций . . . 169
3. Типы контактов между космическими цивилизациями 170
4. Поиски внеземных цивилизаций 171
5. Радиосвязь между космическими цивилизациями 172

1. Введение

Внеземные цивилизации — общества разумных существ, к-рые могут возникнуть и существовать вне Земли, на космич. телах или средах, напр. на др. планетных системах. Наряду с термином «В. ц.» пользуются более широким понятием — «космическая цивилизация» (К. ц.). При этом земную цивилизацию считают одной из К. ц.

Основанием для предположения о возможности существования В. ц. являются: представления о единстве законов развития материи; понимание закономерностей процесса происхождения и эволюции жизни на Земле; данные астрономии, к-рые свидетельствуют, с одной стороны, о типичности процесса образования Солнечной системы и не дают существенных оснований для выделения Солнца среди множества подобных ему звёзд Галактики, а с другой стороны — о большом разнообразии физ. условий в космосе, что в принципе может привести к возникновению значительно различающихся форм высокоорганизованной материи.

2. Возможная распространённость космических цивилизаций

Для оценки числа галактич. К. ц., способных вступить в контакт между собой в рассматриваемый момент времени t , можно воспользоваться ф-лой:

$$N_c(t) = N_0 F q.$$

Здесь N_0 — число подходящих мест, где могут возникать такие К. ц.; F — фактор, учитывающий то обстоятельство, что не в каждом подходящем месте обязательно возникнет способная к контактам (коммуникативная) цивилизация, q — вероятность того, что любая из рассматриваемых цивилизаций в момент t находится в коммуникативной фазе. В качестве подходящих для возникновения В. ц. мест обычно рассматриваются планеты с благоприятными для возникновения жизни условиями. Тогда, напр., для нашей Галактики

$$N_0 = N^* f_p n_e,$$

где N^* — общее число звёзд в Галактике; f_p — доля звёзд, имеющих планетные системы, n_e — ср. число планет в каждой планетной системе с необходимыми для возникновения жизни условиями. Фактор F и вероятность q определяются применяемой процедурой выборки. Наиболее употребительна ф-ла Дрейка;

$$N_c = N_0 F_D L_c / t.$$

Здесь F_D — вероятность того, что на данной наугад взятой подходящей планете к моменту t возникает коммуникативная цивилизация (время t отсчитывается от момента образования самых старых звёзд). Для К. ц., схожих с зем-

ной цивилизацией, этот фактор учитывает вероятность происхождения жизни при наличии благоприятных условий, вероятность происхождения разумной жизни и, наконец, вероятность возникновения коммуникативной цивилизации. L_c — ср. продолжительность коммуникативной фазы.

Применяются два способа оценки числа В. ц. Первый (наиболее распространенный) способ состоит в оценке компетентными учёными отдельных величин, входящих в ф-лу Дрейка. Разброс значений сделанных оценок весьма велик: для фактора F_D , напр., он составляет от 1 до 10^{-6} ; причём, строго говоря, не исключаются и такие оценки, при к-рых наша цивилизация оказывается единственной во Вселенной. Недостатком этой методики, помимо субъективности оценок, явл. то, что оценки не учитывают зависимость вероятностей от времени. Второй способ основан на статистич. подходе. Рассматривается время t_0 от образования подходящей планеты до возникновения на ней коммуникативной цивилизации. Это время считается случайной величиной. При выборе определённого закона распределения случайной величины t_0 можно вычислить вероятность образования К. ц. к моменту времени t на любой наугад взятой подходящей планете, т. е. определить фактор F_D . Он явл. ф-цией времени и при заданном времени (напр., в рассматриваемый совр. момент) зависит от ф-ции распределения t_0 . При приемлемых распределениях $F_D \geq 0,01$. Однако в целом неопределённость в оценке величины N_c остаётся очень большой: от 10^8 цивилизаций в Галактике до одной цивилизации в нескольких соседних галактиках. Все подобные оценки не учитывают возможность существования иных форм жизни и разума, чем на Земле, и дают, т. о., лишь нижнюю оценку числа В. ц.

Иногда допускают, что если В. ц. широко распространены в Галактике, то они должны к.-л. образом проявлять себя. Отсутствие видимых проявлений деятельности В. ц. рассматривается как аргумент в пользу того, что В. ц. крайне редки. Несомненно, подобные заключения недостаточно строги, т. к. основаны на определённых произвольных предположениях о закономерности развития и характере деятельности В. ц. и исходят из уровня совр. средств астрономич. наблюдений.

3. Типы контактов между космическими цивилизациями

В самом широком смысле контакт между К. ц. понимается как любой тип взаимодействия между ними. Мыслимы следующие типы контактов: 1) непосредств. контакты, т. е. взаимные (или односторонние) посещения; 2) контакты по каналам связи; 3) контакты смешанного типа, т. е. посылка в предполагаемый район обитания К. ц. автоматич. зондов, к-рые передают полученную информацию исходной цивилизации по каналам связи.

Осн. трудность реализации непосредств. контакта связана с длительностью полёта. При полётах к др. обитаемым мирам длительность путешествия может быть $\geq L$ — времени жизни данной цивилизации. Отсюда возникает проблема возвращения и ценности привезённой информации. При полётах к далёким звёздам с нерелятивистскими скоростями v ($v \ll c$) требуется время, измеряемое тысячелетиями. Поэтому нерелятивистские полёты возможны только к самым ближайшим звёздам. Такие проекты в настоящее время обсуждаются. Полёты с релятивистскими скоростями ($v \sim c$) принципиально позволяют совершить путешествие в самые отдалённые области Вселенной и вернуться обратно за время жизни одного поколения космонавтов. Однако они связаны со столь значит. трудностями (энергетического и др. плана), что их практич. осуществление подвергается сомнению. Кроме того, надо иметь в виду, что в условиях релятивистского полёта время, согласно теории относительности, сокращается только для экипажа космич. корабля, для цивилизации-отправителя оно течёт в прежнем темпе. Поэтому длительность путешествия по часам цивилизации-отправителя (напр., жителей Земли), как и в нерелятивистском случае, может превышать L . Существует, конечно, возможность путешествия без возвращения.

Межзвёздные перелёты с нерелятивистскими скоростями при смене поколений во время полёта в принципе не исключены. Вопрос об их целесообразности относится к проблеме целей и побуждений, движущих обществом, но это уже не физ. проблема.

Контакты по каналам связи представляются для нашей цивилизации в настоящее время более перспективными.

Если время распространения сигнала $\tau \gg L$, то связь между К. ц. (как и в случае непосредств. контактов) может быть только односторонней. Если $\tau \ll L$, то возможен двусторонний обмен информацией.

Единственный вид связи, о котором можно серьёзно говорить при совр. уровне знаний, — это связь с помощью электромагнитных волн, распространяющихся со скоростью света. Технические возможности для такой связи уже имеются.

4. Поиски внеземных цивилизаций

Важная особенность совр. постановки проблемы В. ц. состоит в стремлении перейти от чисто умозрительного её изучения к активному поиску В. ц. Это направление получило наименование SETI (Search for Extraterrestrial Intelligence), т. е. поиск В. ц. Наряду с этим наименованием употребляется также термин CETI (Communication with Extraterrestrial Intelligence), т. е. связь с внеземным разумом. Логично предположить, что (поскольку речь идёт о нашей инициативе) поиск должен предшествовать установлению связи. Можно отметить неск. направлений поиска.

Поиск следов астроинженерной деятельности. Теоретически был рассмотрен ряд проектов преобразования окружающего космич. пространства, к-рые могла бы осуществить развитая В. ц. Ещё К. Э. Циолковский высказал идею о сооружении искусств. «эфирных городов» вокруг Солнца. В 60-х гг. 20 в. амер. физик Ф. Дайсон рассмотрел возможность создания искусств. биосферы вокруг обитаемой звезды, получившей название «сфера Дайсона». Это название, конечно, условно, т. к. конструкция в виде сплошной сферы, вращающейся вокруг звезды, существовать не может из-за неизбежного её разрушения приливными силами. В общем случае искусств. биосфера может состоять из системы околозвёздных спутников, что соответствует первоначальной идее Циолковского.

Как подчёркивает Дайсон, независимо от инженерных деталей искусств. биосфера будет перехватывать значительную часть энергии излучения звезды, а затем, согласно 2-му началу термодинамики, должна отдавать эту энергию в космич. пространство при более низ-

кой темп-ре. Как показывают расчёты, осн. часть собств. излучения астроинженерных сооружений должна быть сосредоточена в ИК-области спектра, в интервале длин волн 3—10 мкм. Следовательно, задача обнаружения подобных В. ц. должна начинаться с поиска локальных источников ИК-излучения или звёзд с аномально большим избытком ИК-излучения. С момента выдвижения этой идеи были обнаружены десятки ИК-источников, однако ни в одном случае не было оснований связать подобный источник с В. ц.

Поиск следов посещения В. ц. на Земле. Это направление исходит из предпосылки, что посещение Земли представителями высокоразвитой В. ц. в истории, прошлом (если бы оно имело место) могло оставить определённый отпечаток, к-рый следует искать в памятниках материальной и духовной культуры различных народов. Имеются многочисл. данные, свидетельствующие о высокой культуре древнейших цивилизаций нашей планеты. Вопрос о возможных космич. источниках нек-рых элементов этих высоких культур нуждается в тщательном изучении.

Поиск сигналов от В. ц. Важнейшей задачей при поиске сигналов от В. ц. явл. выбор оптимального диапазона эл.-магн. волн. Этот диапазон должен отвечать высокой прозрачности среды, минимуму принципиально неустранимых помех и ослаблению др. мешающих факторов (напр., мерцания). При этом влияние земной атмосферы на приходящий искусств. сигнал может не приниматься во внимание, т. к. средства SETI в случае необходимости можно вынести с поверхности планеты в космич. пространство. Учитывая перечисленные факторы, можно сделать вывод, что оптимальным явл. коротковолновый участок радиодиапазона: дециметровые, сантиметровые и миллиметровые волны. Т. о., задача SETI может быть сформулирована как задача поиска искусств. радиосигналов. Это не исключает того, что при определённых условиях (напр., при небольших расстояниях до К. ц.) для посылки сигналов может быть использован оптич. диапазон. Осн. достоинства оптич. канала связи: высокая пропускная способность и лёгкость осуществления остронаправленной передачи (например, лучом лазера).

5. Радиосвязь между космическими цивилизациями

Возможность обнаружения радиосигнала определяется отношением (α) его мощности к мощности шума. На заданном расстоянии от передатчика α пропорционально его мощности, произведению площадей приёмной и передающей антенн и обратно пропорционально *шумовой температуре* приёмника и рабочей полосе частот.

Условие обнаружения сигнала можно записать в виде $\alpha > \alpha_0$, где α_0 — порог обнаружения. Величина α_0 зависит от характера сигнала. Существуют системы кодирования, для которых $\alpha_0 < 1$. Но для этого, вообще говоря, требуется, чтобы получатель знал код отправителя. Поскольку при обнаружении сигналов В. ц. это условие не выполняется, необходимо, чтобы сигнал превышал уровень шума: $\alpha > 1$. Как показывают расчёты, обнаружение сигналов от цивилизаций, расположенных в пределах нашей Галактики или в соседних галактиках, при совр. уровне радиотехники вполне возможно.

В проблеме радиосвязи с К. ц. можно выделить две задачи: а) приём позывных; б) приём высокоинформативного сообщения.

Назначение позывных — привлечь внимание получателя, облегчить ему задачу обнаружения. Поэтому можно думать, что позывные сигналы могут иметь необычный спектр, особенности поляризации, своеобразные врем. изменения и пр. Позывные должны также нести и определённое количество информации, они могут содержать двухмерные или трёхмерные изображения, математич. соотношения и т. п. Объём информации в позывных должен быть достаточным для того, чтобы на основе её можно было сделать заключение об искусств. характере принятых сигналов. Кроме того, можно полагать, что позывные содержат своего рода «ключ» к осн. программе (указание на полосу частот, способ кодирования и пр.). Общее количество информации, к-рое требуется для этих целей, невелико.

Стратегия поиска сигналов от В. ц. во многом зависит от предполагаемых возможностей отправителя. Здесь намечилось два осн. подхода. Первый ориентируется на К. ц., обитающие на планетах, с уровнем развития, близким к нашему, использующие технику свя-

зи, подобную нашей земной технике. В соответствии с этим выдвигается задача их последовательного поиска, начиная от ближайших звёзд, похожих на Солнце, с постепенным увеличением сферы поиска. Наиболее вероятны узкополосные искусств. сигналы на волнах: $\lambda \approx 21$ см (радиолиния водорода), $\lambda \approx 18$ см (ОН) и $\lambda \approx 1,35$ см (линия водяного пара), а также на кратных частотах (гармониках) или частотах, скомбинированных из осн. частоты с к.-л. математич. константами (e , π и др.).

Нельзя исключить также существование позывных, распределённых по широкой полосе частот (напр., в виде коротких импульсов) с целью облегчения поиска по частоте.

Др. направление ориентируется на поиск К. ц. с энергетич. потенциалом, намного превосходящим потенциал нашей земной цивилизации. В этом случае задача обнаружения существенно упрощается благодаря тому, что предполагаемая сверхцивилизация может генерировать сигналы огромной мощности. Однако при этом возникает неопределённость в координатах источника, поскольку такие цивилизации не обязательно связаны с планетными системами. Предполагается, что сигналы высокоразвитых В. ц. должны быть широкополосными. Это облегчает их поиск по частоте, но в то же время требует разработки критериев, позволяющих отличить подобные искусств. сигналы от широкополосного излучения естеств. происхождения. По постановке задачи и методам исследований это направление тесно смыкается с актуальными задачами астрофизики и радиоастрономии.

Более общая постановка задачи требует создания постоянно действующей службы контроля с применением систем обнаружения, охватывающих всю небесную сферу. Подобный подход не зависит от исходных предположений о локализации и уровне развития В. ц. Система должна быть достаточно универсальной, рассчитанной на приём сигналов различного вида (импульсных, узкополосных и др.).

Первые работы по поиску радиосигналов К. ц. были проведены Ф. Дрейком (США) на Национальной радиоастрономич. обсерватории в 1960 г. Исследовалось радиоизлучение ближайших звёзд — τ Кита и ϵ Эридана — на волне 21 см (проект Озма). В последующие годы был выполнен ещё ряд работ, чис-

ло к-рых к настоящему времени пре-
высило 20; в частности, в СССР в 1970—
1980 гг. был проведён поиск импульс-
ных радиосигналов от всего неба с по-
мощью всенаправленных антенн в сан-
тиметровом и дециметровом диапазонах
(В. С. Троицкий, Н. С. Кардашев и
др.). Все эти работы не привели к поло-
жительному результату. Однако надо
иметь в виду, что они носят предвари-
тельный, поисковый характер и охва-
тывают ничтожную долю всего возмож-
ного объёма поиска (по частоте, време-
ни, направлению и др. параметрам).
Интересный результат был получен на
обсерватории Огайского университета
(США), где в процессе обзора неба
на волне 21 см в авг. 1977 г. был заре-
гистрирован узкополосный сигнал, ха-
рактеристики к-рого указывают на его
внеземное и в то же время, весьма ве-
роятно, искусственное происхождение.
Однако поскольку повторной регистра-
ции этого сигнала получить не удалось,
вопрос о его природе остаётся открытым.
Поиски в оптич. диапазоне проводи-
лись с 1972 г. орбитальной астрономич.
обсерваторией «Коперник» (США). Ори-
гинальная методика поиска оптич. сиг-
налов от К. ц. разработана в Специа-
льной астрофизич. обсерватории АН СССР.
Эти работы проводятся в плане поиска
объектов с короткомасштабной пере-
менностью, что представляет незави-
симый астрофизич. интерес.

Обсуждаются проекты поиска ис-
кусств. радиосигналов, предусматри-
вающие строительство многозеркаль-
ных телескопов на Земле или Луне,
а также сооружение гигантских космич.
радиотелескопов. Большое внимание
уделяется программе поиска планет
у ближайших звёзд с помощью оптич.
средств, включая будущий космич. те-
лескоп диаметром 2,4 м на ИСЗ (США).

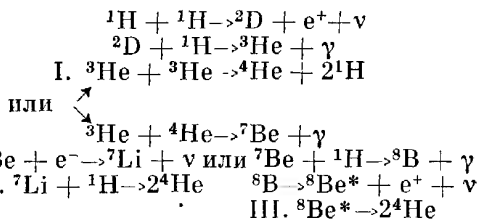
Наряду с поиском сигналов от В. ц.
были предприняты попытки направить
послание внеземным цивилизациям.
В ноябре 1974 г. с радиоастрономич.
обсерватории в Аресибо (в Пуэрто-Ри-
ко) было направлено радиопослание
в сторону шарового скопления М-13
(расстояние 24 тыс. световых лет),
содержащее в закодированной форме
данные о жизни и цивилизации на Зем-
ле. В целях возможного установления
контакта с В. ц. информац. сообщения,
адресованные др. цивилизациям, по-
мещались на космич. аппараты, тра-
ектории к-рых обеспечивали им вы-

ход за пределы Солнечной системы.
Так, на космич. аппарате «Пионер-10»
(1972 г., США) была установлена ин-
формац. пластинка, содержащая све-
дения о месте и времени старта кораб-
ля и др. данные о нашей цивилизации.
Более полные данные содержатся в спец.
контейнерах, установленных на кораб-
лях «Вояджер-1 и -2» (1977 г., США).
Трудно сказать, достигнут ли подобные
послания цели, но они свидетельствуют
о том, что человечество начинает серъ-
ёзно задумываться о контактах с ра-
зумными существами иных миров.

Лит.: Внеземные цивилизации. Проблемы
межзвездной связи, М., 1969, Населенный
Космос, М., 1972, Гиндилис Л. М.,
Космические цивилизации (Проблемы кон-
такта с внеземным разумом), М., 1973, Проб-
лема СЕТИ (связь с внеземными цивилиза-
циями), М., 1975, Пановкин Б. Н.,
Проблема внеземных цивилизаций, М., 1979;
Астрономия. Методология. Мирозрение,
М., 1979; Шкловский И. С., Вселен-
ная, жизнь, разум, 5 изд., М., 1980, Проб-
лема поиска внеземных цивилизаций, М., 1981,
Голдсмит Д., Оуэн Т., Поиски жизни
во Вселенной, пер с англ., М., 1983.

Л. М. Гиндилис.

ВОДОРОДНЫЙ ЦИКЛ (протон —
протонная цепочка) — по-
следовательность термоядерных реак-
ций в звёздах, приводящая к прев-
ращению водорода в гелий без
участия катализаторов. В. ц. — осн.
источник энергии не очень массивных
звёзд ($M < 1,2 M_{\odot}$) на начальных ста-
диях их существования (см. *Эволюция*
звезд). Наиболее важные реакции В. ц.:



В. ц. начинается реакцией столкно-
вения двух протонов (^1H , или p) с обра-
зованием ядра дейтерия (^2D). Дейтерий
реагирует с протоном, образуя легкий
изотоп гелия ^3He с испусканием гамма-
фотона (γ). ^3He может реагировать дву-
мя различными путями: два ядра ^3He
при столкновении образуют ^4He с от-
щеплением двух протонов либо ^3He
соединяется с ^4He и даёт ^7Be . Послед-
ний в свою очередь захватывает либо
электрон (e^-), либо протон и возникает
ещё одно разветвление протон — протон-
ной цепочки реакций. В результате В. ц.

Параметры реакций водородного цикла

Реакции	Q, МэВ	τ , лет	ϵ_v , МэВ; X
${}^1\text{H}(p, e^+ \nu){}^2\text{D}$	1,44	$8,2 \cdot 10^9$	$\bar{\epsilon}_v = 0,26$; $\epsilon_{v, \text{макс}} = 0,42$
${}^2\text{D}(p, \gamma){}^3\text{He}$	5,49	$4,4 \cdot 10^{-8}$	$X({}^2\text{D}) = 2,7 \cdot 10^{-18}$
${}^3\text{He}({}^4\text{He}, 2p){}^4\text{He}$	12,86	$2,4 \cdot 10^5$	$X({}^3\text{He}) = 1,6 \cdot 10^{-5}$
${}^3\text{He}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$	1,59	$9,5 \cdot 10^5$	$X({}^7\text{Be}) = 1,2 \cdot 10^{-11}$
${}^7\text{Be}(e^-, \nu){}^7\text{Li}$	0,862	0,30	$\epsilon_v = 0,862(90\%), 0,383(10\%);$ $\bar{\epsilon}_v = 0,81$
${}^7\text{Li}(p, {}^4\text{He}){}^4\text{He}$	17,348	$3,8 \cdot 10^{-5}$	$X({}^7\text{Li}) = 1,5 \cdot 10^{-15}$
${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$	0,137	$1,0 \cdot 10^2$	$X({}^8\text{B}) = 4 \cdot 10^{-21}$
${}^8\text{B}(e^+ \nu){}^8\text{Be}^*$	15,08	$3,0 \cdot 10^{-8}$	$\bar{\epsilon}_v = 7,3$; $\epsilon_{v, \text{макс}} = 14,06$
${}^8\text{Be}^* \rightarrow 2{}^4\text{He}$	2,99		
$4{}^1\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + 2\nu$	26,73		$\bar{\epsilon}_v = 0,6$

может заканчиваться тремя различными путями I, II и III. Для реализации ветви I первые две реакции В. ц. должны осуществиться дважды, поскольку в этом случае исчезают сразу два ядра ${}^3\text{He}$. В ветви III испускаются особенно энергичные нейтрино при распаде ядра бора ${}^8\text{B}$ с образованием неустойчивого ядра бериллия в возбуждённом состоянии (${}^8\text{Be}^*$). К-рое почти мгновенно распадается на два ядра ${}^4\text{He}$.

В табл. приведены осн. параметры реакций В. ц.: Q — полное энергоделиение, τ — характерное время протекания реакций, энергия испускаемых нейтрино ϵ_v и её среднее $\bar{\epsilon}_v$ и макс. $\epsilon_{v, \text{макс}}$ значения в случае, когда нейтрино испускаются в интервале энергий $0 < \epsilon_v < \epsilon_{v, \text{макс}}$, а также концентрации по массе (X) участвующих в В. ц. промежуточных атомных ядер. Величины τ и X рассчитаны для физ. условий, близких к ожидаемым в центре Солнца: при темп-ре $1,5 \cdot 10^7 \text{K}$, плотности 100 г/см^3 и равных концентрациях водорода и гелия по массе $X_{\text{H}} = X_{\text{He}} = 0,5$. Скорости промежуточных реакций очень велики по сравнению со скоростью первой реакции В. ц. Поэтому ${}^2\text{D}$, ${}^3\text{He}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^7\text{Li}$ и ${}^8\text{B}$ не накапливаются в сколько-нибудь заметных количествах. Примерно в 70% всех случаев В. ц. заканчивается ветвью I, в 30% — ветвью II, а на долю ветви III приходится менее 0,1% случаев. В последней строке табл. приведён итог В. ц.: каждая ветвь заканчивается образованием ядра ${}^4\text{He}$ из четырёх протонов с испусканием двух нейтрино. При этом выделяется энергия 26,73 МэВ. Из к-рой в среднем ок. 0,6 МэВ уносятся нейтрино.

ВОЗРАСТ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ. Возраст Земли и метеоритов, а отсюда косвенно и др. тел Солнечной системы наиболее

надёжно оценивается методами *космохронологии ядерной*, напр. по количеству изотопов свинца ${}^{206}\text{Pb}$ и ${}^{207}\text{Pb}$, образовавшихся в исследуемых породах в результате радиоактивного распада изотопов урана ${}^{238}\text{U}$ и ${}^{235}\text{U}$. С момента прекращения контакта исследуемого образца породы с возможными источниками ${}^{238}\text{U}$ и ${}^{235}\text{U}$ (напр., после выделения породы из расплава в случае её вулканич. происхождения или механич. изоляции в случае *метеоритов*, к-рые могут быть осколками более крупных космич. тел) образование изотопов ${}^{206}\text{Pb}$ и ${}^{207}\text{Pb}$ идёт за счёт имеющихся в образце изотопов урана. Поскольку скорость радиоактивного распада постоянна, количество накопившихся изотопов свинца характеризует время, прошедшее с момента изоляции образца до момента исследования. Практический возраст породы определяется по отношению содержания изотопов ${}^{206}\text{Pb}$ и ${}^{207}\text{Pb}$ к содержанию природного изотопа ${}^{204}\text{Pb}$, не порождённого радиоактивностью. Этот метод даёт для возраста древнейших пород земной коры оценку до 4,5 млрд. лет. Анализ содержания изотопов свинца в железных метеоритах даёт обычно оценки до 4,6 млрд. лет. Возраст каменных метеоритов, определяемый по радиоактивному превращению в них изотопа калия ${}^{40}\text{K}$ в изотоп аргона ${}^{40}\text{Ar}$, колеблется от 0,5 до 5 млрд. лет. Это указывает на то, что часть метеоритов возникла сравнительно недавно.

Анализ пород, доставленных с Луны на Землю, показал, что количество содержащихся в них инертных газов — продуктов радиоактивного распада — отвечает возрасту пород от 2 до 4,5 млрд. лет. Т. о., возраст лунных пород и древнейших пород земной коры примерно одинаков.

Планеты Солнечной системы, по совр. представлениям, возникли из вещества в конденсированной фазе (пылинок или метеоритов). Планеты, следовательно, моложе нек-рых метеоритов. В связи с этим возраст Солнечной системы оценивается обычно в 4,6 млрд. лет.

Возраст отдельных *звёзд* и *Солнца* оценивают на основе теории строения и эволюции звёзд. Согласно этой теории, звёзды светят за счёт *гравитационной энергии* и ядерной энергии, выделяемых соответственно при сжатии звёзд и в термоядерных реакциях, протекающих в их центр. области (на разных стадиях эволюции преобладающую роль играет то один, то другой из этих источников энергии). Изменение типа термоядерной реакции знаменует переход к новой стадии эволюции (см. *Эволюция звёзд*). Длительность каждой стадии эволюции тем меньше, чем более массивна звезда, и с учётом зависимости между массой и светимостью для звёзд главной последовательности (см. *Масса — светимость зависимость*) длительность приблизительно выражается следующими ф-лами.

Д л и т е л ь н о с т ь **с т а д и и**
ф о р м и р о в а н и я **з в е з д ы** (первоначального сжатия от протозвезды до звезды главной последовательности)

$$t_c \approx 30M/L \text{ (млн. лет)} \quad (1)$$

(масса M и светимость L звезды в данной фазе эволюции выражаются в долях массы и светимости Солнца — $M_\odot$ и $L_\odot$). Звёзды малых масс, находящиеся на этой стадии, могут иметь весьма большой абс. возраст. Так, древнейшие карликовые звёзды с массой менее $0,05 M_\odot$ (переменные типа UV Кита) не завершили ещё этой стадии. Ф-ла (1) оценивает их макс. возраст.

Д л и т е л ь н о с т ь **с т а д и и** **г о р е н и я** **в о д о р о д а** (пребывания звезды на *главной последовательности*) — самая продолжительная стадия в жизни звезды, когда источником энергии звезды явл. термоядерные реакции *водородного цикла*:

$$t_H \approx 10M/L \text{ (млрд. лет)} \quad (2)$$

Сумма $t_c + t_H$ даёт макс. оценку возраста звезды, пребывающей на главной последовательности.

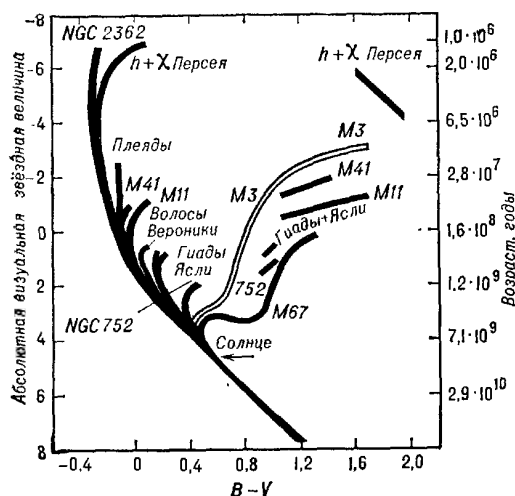
Д л и т е л ь н о с т ь **с т а д и и** **г о р е н и я** **г е л и я** (стадии красных

гигантов) t_{He} составляет примерно $0,1 t_H$. Суммой $t_c + t_H + t_{He}$ оценивается макс. возраст *красного гиганта* и *сверхгиганта*. Последующие стадии эволюции, связанные с «выгоранием» в звёздах углерода и кремния, скоротечны и характерны для массивных звёзд-сверхгигантов (они заканчивают свою эволюцию взрывом, см. *Сверхновые звёзды*). При этом могут образоваться *нейтронные звёзды* и *чёрные дыры* (см. *Гравитационный коллапс*). Звёзды с массами $M \lesssim 1,2 M_\odot$ в процессе эволюции становятся, по-видимому, *белыми карликами*. Оценок длительности существования звёзд на этих стадиях нет.

Т. о., возможно установить пределы возраста звезды даппон массы, находящейся в той или иной стадии эволюции, но находится ли она в начале этой стадии или уже почти прошла её, выяснить значительно сложнее. Прямую оценку возраста звезды можно было бы получить, сравнив процентное содержание водорода и гелия в её ядре (находится расчётом внутр. строения звезды) и оболочке (находится по спектру звезды). При условии неперемешивания внутр. и внутр. слоёв, по изменению состава звезды в центре, обусловленного термоядерными процессами, можно было бы определить её возраст. К сожалению, соотношение гелия и водорода в звёздах оценивается очень грубо, и то лишь у звёзд спектр. классов O и B, в спектрах к-рых наблюдаются сильные линии гелия. Для Солнца эта оценка очень приближительна — 5 млрд. лет со времени начала стадии горения водорода. Это согласуется с оценками возраста Солнечной системы, но не исключено также, что Солнце старше её на 1—2 млрд. лет. Если возраст Солнца ≈ 5 млрд. лет, то, согласно формуле (2), оно будет находиться на главной последовательности ещё ок. 5 млрд. лет. Пройдёт ли оно затем стадию красного гиганта или же сразу будет белым карликом, пока неясно, хотя первое вероятнее. В старейших из известных звёздных скоплений звёзды с массой Солнца или несколько меньшей ещё занимают главную последовательность, и их дальнейшая эволюция пока с достаточной полнотой неизвестна.

Судя по хим. составу, Солнце не явл. ровесником Галактики, оно моложе, хотя и относится к старейшим звёздам галактич. диска.

Возраст звёздных скоплений и ассоциаций, в к-рых звёзды возникли почти одновременно, оценивается намного надёжнее, чем возраст отдельных звёзд. Наиболее массивные звёзды рассеянных скоплений быстро продвигаются в своей эволюции, уходят с главной последовательности и становятся красными гигантами или (наиболее массивные) — сверхгигантами. На диаграмме Герцшпрунга — Расселла такого скопления (рис.) легко от-



Определение возраста звёздных скоплений по диаграмме цвет — светимость нескольких рассеянных звёздных скоплений и одного шарового скопления M3, $B - V$ — показатель цвета. Каждой точке главной последовательности соответствует максимальный возраст $t_c + t_n$ звёзд (на рис. — справа). Точка, где звёзды скопления сворачивают с главной последовательности, указывает возраст ($t_c + t_n$) звёзд скопления.

личить те звёзды, к-рые заканчивают своё пребывание на главной последовательности и готовятся уйти с неё. Ф-ла (2) даёт оценку возраста этих звёзд и, следовательно, всего скопления. У самых молодых рассеянных скоплений возраст оценивается в 1 млн. лет, самые старые имеют возраст 4,5—8 млрд. лет (при различных предположениях о количестве водорода, превратившегося в гелий).

Возраст шаровых звёздных скоплений оценивается аналогичным путём, хотя диаграммы Герцшпрунга — Расселла для шаровых скоплений имеют свои отличия. Оболочки звёзд в этих скоплениях содержат значительно меньше химических элементов тяжелее гелия,

т. к. скопления состоят из древнейших звёзд Галактики (в их состав почти не вошли тяжёлые элементы, синтезированные в др. звёздах, все имеющиеся там тяжёлые элементы синтезированы в них самих). Оценки возраста шаровых скоплений — от 9 до 15 млрд. лет (с погрешностью 2—3 млрд. лет).

Возраст Галактики оценивается в соответствии с теорией её эволюции. Первичное газовое облако (протогалактика) за первый миллиард лет распалось, очевидно, на отдельные сгустки, положившие начало шаровым скоплениям и звёздам сферич. подсистемы Галактики. В ходе эволюции взрывавшиеся звёзды первого поколения выбрасывали в пространство газ с примесью тяжёлых хим. элементов. Газ концентрировался в галактич. плоскости, и из него образовывались звёзды следующего поколения, составляющие более сжатую к плоскости систему (население). Обычно выделяют неск. населений, характеризующихся различием св-в входящих в них звёзд, содержанием в их атмосферах тяжёлых элементов (т. е. всех элементов, кроме H и He), формой занимаемого в Галактике объёма и разным возрастом (табл.).

Состав и возраст некоторых типов населения Галактики

Населения Галактики	Содержание тяжёлых хим. элементов, %	Предельный возраст, млрд. лет
Шаровые скопления, звёзды-субкарлики, короткопериодические цефеиды	0,1—0,5	12—15
Долгопериодические переменные, звёзды с большими скоростями	1	10—12
Звёзды главной последовательности солнечного типа, красные гиганты, планетарные туманности, новые звёзды	2	5—7
Звёзды спектрального класса A	3—4	0,1—5
Звёзды классов O и B, сверхгиганты	3—4	0,1

Возраст Галактики может быть оценён также по времени, необходимому для образования наблюдаемого в ней количества тяжёлых элементов. Их синтез прекратился, очевидно, в нашем районе Галактики с образованием Солнечной системы (т. е. 4,6 млрд. лет назад). Если синтез произошёл внезапно,

за сравнительно короткое время, то для образования совр. соотношения изотопов тяжёлых элементов он должен был произойти за 4—6 млрд. лет до возникновения Солнечной системы, т. е. 9—11 млрд. лет назад. Относит. кратковременность периода интенсивного синтеза подтверждается как анализом относит. состава указанных элементов, так и астрономич. данными — звездообразование в Галактике было особенно интенсивным в начальный период. Т. о., возраст Галактики, определяемый по синтезу элементов, составляет от 9 до 11 млрд. лет.

Возраст доступной для наблюдений части Вселенной (Метагалактики) оценивается по закону расширения Метагалактики. Согласно *Хаббла закону*, галактики удаляются друг от друга со скоростью 50—100 км/с на Мпк. Если эта скорость мало изменилась с начала расширения, то величина, обратная скорости, даёт оценку макс. возраста Метагалактики: $1/50 \text{ км}^{-1} \cdot \text{с} \cdot \text{Мпк} \approx 20 \text{ млрд. лет}$, а $1/100 \text{ км}^{-1} \cdot \text{с} \cdot \text{Мпк} \approx 10 \text{ млрд. лет}$. Однако обычно предполагают, что расширение Метагалактики замедляется со временем, поэтому возраст её должен быть несколько меньше. Оценка возраста в сильной степени зависит от точности определения постоянной расширения и от величины замедления, т. е. предполагаемой модели мира (см. *Космология*).

Лит.: Струве О., Линдс Б., Пилланс Э., *Элементарная астрономия*, пер. с англ., 2 изд., М., 1967; Харлей П. М., *Возраст Земли*, пер. с англ., М., 1962; Фауль Г., *Возраст пород, планет и звезд*, пер. с англ., М., 1968; Соболев Э. В., *Изотопная космохимия*, М., 1974. Ю. П. Псковский.

ВОЛЬФА—РАЙЕ ЗВЁЗДЫ (WR) — горячие звёзды очень высокой *светимости*, с яркими и широкими *спектральными линиями* водорода, нейтрального и ионизованного гелия, а также азота, углерода, кислорода в разных стадиях ионизации (NIII — NV, CIII — CIV, OIII — OV). Открыты в 1867 г. франц. учёными Ш. Вольфом и Ж. Райе.

Ширины линий в спектрах В.—Р. з. достигают 50—100 Å, а интенсивности в центре линий иногда в 10—20 раз превосходят интенсивность соседних участков непрерывного спектра. Главной наблюдательной особенностью В.—Р. з., наряду с огромными ширинами и интенсивностями эмиссионных линий, явл. одновременное

присутствие в их спектрах сравнительно низкотемпературного континуума (*цветовая температура* непрерывного излучения в видимой области спектра ~10—20 тыс. К) и линий атомов и ионов с высокими (до 100 эВ) потенциалами ионизации, соответствующих темп-ре до 100 тыс. К. Абс. *звёздные величины* В.—Р. з. достигают ~6,8^m.

Спектры, характерные для В.—Р. з., имеют также ядра нек-рых *планетарных туманностей*. Массы и светимости этих ядер много меньше, чем у «классич.» В.—Р. з. Аналогичные спектры наблюдаются также у *новых звёзд* спустя нек-рое время после вспышки.

В нашей Галактике известно ок. 160 В.—Р. з. (всего в Галактике должно существовать ~10³ В.—Р. з.). Пространственная плотность их числа быстро растёт с приближением к плоскости Галактики (ср. высота z В.—Р. з. над галактич. плоскостью ≈ 85 пк). В.—Р. з. открыты также и в др. галактиках — известно ~100 В.—Р. з. в Большом Магеллановом Облаке, ~10 — в Малом Магеллановом Облаке и ок. 30 — в Туманности Андромеды.

В.—Р. з. подразделяются на две последовательности: азотную (WN) и углеродную (WC). В спектрах В.—Р. з. первой последовательности в основном содержатся линии азота, а в спектрах второй — линии углерода и кислорода. В спектрах звёзд обеих последовательностей присутствуют линии гелия и водорода, однако линии водорода слабы и оценки относительного хим. состава неизменно показывают, что атомов водорода в атмосферах В.—Р. з. в неск. раз меньше, чем атомов гелия. Пока не ясно, что явл. причиной разделения В.—Р. з. на последовательности WN и WC — реальное различие хим. состава или различие в структуре и темп-ре атмосфер В.—Р. з.

Около половины В.—Р. з. входит в состав тесных двойных систем со спутниками — массивными звёздами спектральных классов О — В. Нек-рые В.—Р. з., расположенные в центрах кольцевых туманностей или имеющие большие z (ранее считавшиеся одиночными), по-видимому, также явл. двойными с маломассивными (~1 M_☉) спутниками.

Из анализа около полутора десятков спектрально-двойных (см. *Двойные звёзды*) В.—Р. з. со спутниками —

звёздами спектр. классов O — B (WR + OB) — найдено, что массы В.—Р. з. в среднем близки к $10 M_{\odot}$. У трёх В.—Р. з. азотной последовательности массы оказались равными приблизительно 30, 45 и $65 M_{\odot}$, а у одной звезды углеродной последовательности $\approx 20 M_{\odot}$. В большинстве известных систем WR + OB массы В.—Р. з. меньше масс спутников (известно три случая, когда масса В.—Р. з. превышает массу спутника OB).

Спектроскопич. данные свидетельствуют о том, что из В.—Р. з. происходит мощное истечение вещества. Ширины эмиссионных линий соответствуют скоростям истечения ≈ 1000 — 2000 км/с, что при ср. характеристиках этих звёзд превышает *параболическую скорость* (т. е. звезда теряет вещество). Некоторые эмиссионные линии имеют абсорбционные компоненты с коротковолновой стороны, что свидетельствует в пользу модели радиального истечения вещества. Скорость потери массы В.—Р. з., оцениваемая из анализа спектроскопич. данных, составляет 10^{-4} — $10^{-6} M_{\odot}$ в год. Эта оценка сильно зависит от принятой модели истечения (ускоренное, замедленное) и от локализации областей формирования эмиссионных линий в протяжённой атмосфере. Анализ изменения периода двойной системы V 444 Cyg с В.—Р. з. WN5 (см. *Спектральные классы*) дал возможность прямо оценить скорость потери массы. Она оказалась равной $(1.1 \pm 0.2) \cdot 10^{-5} M_{\odot}$ в год.

Наиболее надёжные сведения о радиусах, темп-рах и болометрич. светимостях В.—Р. з. удаётся получить из анализа излучения затменных двойных систем, для к-рых можно отделить излучение протяжённой атмосферы от излучения собственно звезды («ядра») В.—Р. з. и для к-рых получаемые результаты не зависят от межзвёздного поглощения. Исследования затмений в двойной системе V 444 Cyg в широком диапазоне спектра (2460—35 000 Å) показали, что радиус «ядра» WN5 (определяемый по уровню, на к-ром радиальная *оптическая толща* в УФ-области спектра равна единице) близок к $3 R_{\odot}$, а его цветовая и *яркостная темп-ра* $\approx 90\,000$ К. Соответствующая болометрич. светимость звезды равна $2 \cdot 10^{39}$ эрг/с (т. е. в 10^6 раз превышает светимость Солнца) и близка к *критической светимости* для гелиевой звезды массой $10 M_{\odot}$. При этом цветовая

темп-ра излучения протяжённой атмосферы в видимой области спектра всего ≈ 7000 К. Цветовая темп-ра излучения всего диска WN5, определяемая в основном низкотемпературным излучением протяжённой атмосферы (переработанное в атмосфере излучение горячего ядра), $\approx 20\,000$ К для УФ-диапазона и ≈ 8000 К для ИК-диапазона. Т. о., излучение всего диска WN5 представляет собой суперпозицию излучений с сильно различающимися темп-рами (на порядок величины).

Для выяснения механизма возбуждения эмиссионного линейчатого спектра явл. важным определение *электронной темп-ры* T_e в протяжённых атмосферах В.—Р. з. Поскольку в протяжённой атмосфере отсутствует локальное *термодинамическое равновесие*, кинетич. темп-ра электронов может сильно отличаться от темп-ры выходящего излучения. Значение электронной темп-ры T_e , полученное из анализа затмений в ИК-диапазоне спектра в двойной системе V 444 Cyg, оказалось сравнительно низким ($T_e \approx 50\,000$ К) и убывает с высотой в протяжённой атмосфере В.—Р. з. Это вместе с высокой темп-рой ядра ($\approx 9 \cdot 10^4$ К) явл. веским аргументом в пользу рекомбинац. механизма возбуждения эмиссионных линий (см. *Рекомбинация*) — флуоресцентной переработки в протяжённой атмосфере коротковолнового излучения горячего «ядра».

На *Герцишпрунга — Расселла диаграмме* В.—Р. з. с наиболее надёжно определёнными характеристиками лежат в области между *главной последовательностью* и последовательностью *однородных гелиевых звёзд*. Это свидетельствует о том, что В.—Р. з. находятся на поздней стадии звёздной эволюции и уже прошли стадию *главной последовательности* (водород в них «выгорел», см. *Эволюция звёзд*). Тот факт, что менее массивные компоненты двойных систем WR + OB находятся на более поздней стадии эволюции, может быть объяснён гипотезой *перемены ролей* компонентов в результате обмена веществом при эволюции тесной двойной системы (см. *Эволюция тесных двойных звёзд*). Первоначально более массивный компонент двойной системы эволюционирует быстрее спутника и, расширяясь, после исчерпания водорода в ядре и загорания слоевого водородного источника заполняет свою *полость*

Роша. Происходит быстрое (за время $\sim 10^4$ лет) перетекание значит. части вещества (до 70%) к спутнику. После потери водородной оболочки остаётся горячая гелиевая звезда с примесью водорода в наружных слоях ($\approx 20\%$ по массе). к-рая становится В.—Р. з. Результаты детальных расчётов эволюции массивных тесных двойных систем с обменом масс показали, что содержание углерода в оболочке молодой В.—Р. з. может быть невелико по сравнению с содержанием азота в результате CNO-реакций (см. *Ядерные реакции*). По мере истечения вещества обогащаются глубокие, обогащённые углеродом слои, и звезда азотной последовательности может превратиться в звезду углеродной последовательности. Время жизни В.—Р. з. сравнительно невелико ($\sim 10^5$ — 10^6 лет), по истощении ядерного топлива В.—Р. з. взрывается как *сверхновая звезда*, образуя релятивистский объект — *нейтронную звезду* или *чёрную дыру*. Поскольку взрывается менее массивный компонент двойной системы, распад системы маловероятен, она остаётся двойной. После выгорания водорода во втором компоненте и заполнения им полости Роша начинается *аккреция* вещества на релятивистский объект. Пока второй компонент близок к заполнению полости Роша, но не целиком заполняет её, тесная пара (двойная система с ОВ-сверхгигантом) наблюдается как «классический» рентг. источник. При заполнении своей полости Роша второй компонент истекает в столь высоком темпе, что *аккреционный диск* вокруг релятивистского объекта становится непрозрачным для рентг. излучения. При этом двойная система может (на 10^3 — 10^4 лет) погрузиться в общую оболочку, после сброса к-рой остаётся молодая вторая В.—Р. з. азотной последовательности в паре с релятивистским объектом. Сброс оболочки вызывается динамич. торможением двойного ядра. в результате чего образуется кольцевая туманность, обтекаемая *звёздным ветром* В.—Р. з. Т. о., стадия В.—Р. з. в двойной системе может иметь место дважды — до стадии рентг. двойной системы и после этой стадии. Обнаружение признаков двойственности у В.—Р. з. в центрах кольцевых туманностей или имеющих большую высоту над галактич. плоскостью (к-рая может быть следствием импульса, по-

лученного двойной системой при взрыве сверхновой) явл. серьёзным аргументом в пользу описанной схемы эволюции двойных В.—Р. з.

Др. возможный путь эволюции предложен для одиночных массивных В.—Р. з. Расчёты показывают, что эволюция массивной ($\approx 30M_{\odot}$) звезды на стадии горения водорода происходит без существенной потери массы. На стадии горения гелия, т. е. после ухода в область красных сверхгигантов, устойчивость слоёв звезды нарушается из-за избыточной светимости. В результате начинается мощное истечение вещества (до $0,5M_{\odot}$ в год), образуется В.—Р. з., в окрестности к-рой должны оставаться большие ($\approx 20M_{\odot}$) массы выброшенного газа.

Существует также мнение, что прародителями В.—Р. з. могут быть очень массивные звёзды Of. При этом образование В.—Р. з. связывается с потерей массы за счёт мощного звёздного ветра за время ядерной эволюции звёзд Of. Эта идея в деталях не разработана.

Т. о., данные наблюдений, в особенности данные по двойным звёздам, и теории эволюции двойных и одиночных звёзд позволяют считать, что В.—Р. з. плоской составляющей нашей Галактики представляют собой гелиевые остатки первоначально массивных звёзд, к-рые быстро «постарели» в результате интенсивной потери массы на определённом этапе эволюции. Особенности спектров В.—Р. з. связаны с наличием горячего «ядра» и протяжённой, расширяющейся со скоростями ~ 1000 км/с атмосферы, в к-рой формируются (в основном рекомбинационным механизмом) эмиссионные линии различных порядков и мощный сравнительно низкотемпературный непрерывный спектр.

Лит.: Воронцов-Вельямнов Б. А., Газовые туманности и новые звезды, М.—Л., 1948; Горбачкий В. Г., Минин И. Н., Нестационарные звезды, М., 1963; Рублев С. В., Черепашук А. М., Звёзды Вольфа — Райе, в кн. Явления нестационарности и звездная эволюция, М., 1974. А. М. Черепашук

ВРАЩЕНИЕ ЗВЁЗД. Вращение Солнца было открыто Г. Галилеем в 1610—1611 гг. по движению солнечных пятен. Вращение др. звёзд было обнаружено в 1909 г. при исследовании спектров затменных *двойных звёзд*. Для таких звёзд длина волны наблюдаемой спектр. линии периодически изменяется вследствие изменения проекции скорости звезды на луч зрения — лучевой ско-

рости (см. *Доплера эффект*). Если затмеваемая звезда вращается и её ось вращения не совпадает с лучом зрения, то при затмении появляется характерный волнообразный всплеск на

ториальных скоростей вращения $\bar{v}_{\text{ЭК}}$ определяют, предполагая, что оси ориентированы случайным образом по отношению к лучу зрения: $v \sin i = (\pi/4) \bar{v}_{\text{ЭК}}$.

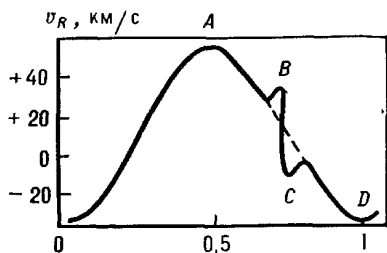
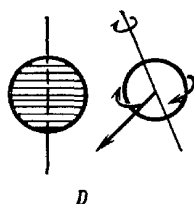
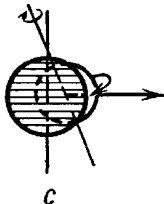
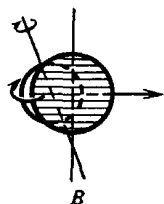
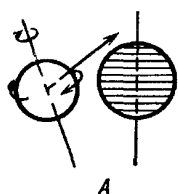


Рис. 1. Влияние вращения звезды (на рисунке эта звезда не заштрихована) на кривую лучевых скоростей v_R затменной двойной звёздной системы (Алголя). Вторичный максимум B

наблюдается, когда видна только удаляющаяся половина вращающейся звезды, а вторичный минимум C — когда видна её приближающаяся половина.



кривой изменения лучевых скоростей двойной звезды. Всплеск возникает на стадии, когда одна половина звезды затмевается и к наблюдателю приходит свет только от приближающейся (или удаляющейся) из-за вращения части звезды (рис. 1). Амплитуда всплеска пропорциональна скорости вращения. Т. о., в одних случаях легче определяются период вращения P и угловая скорость $\omega = 2\pi/P$ (обычно по неоднородностям диска, как для Солнца), в других — линейная скорость V . з. v .

Скорости вращения v одиночных звёзд определяют по уширению спектральных линий. Во вращающейся звезде разные участки поверхности имеют различные проекции скорости на луч зрения. Это приводит к уширению спектральных линий вследствие эффекта Доплера. Для звёзд одинаковых спектральных классов ширина линии пропорциональна скорости вращения на экваторе звезды. На рис. 2 показаны профили линии поглощения MgII ($\lambda = 4481 \text{ \AA}$) в спектрах Веги и Альтаира — двух звёзд, принадлежащих к близким спектр. классам, но обладающих разными скоростями вращения (Альтаир вращается быстрее).

Практически указанные методы позволяют найти значение не самой скорости вращения v , а произведение $v \sin i$, где i — угол между осью вращения и лучом зрения. Ср. значения эква-

Иначе находят скорости вращения пульсаров. Согласно современным представлениям, пульсары — это сравнительно недавно образовавшиеся нейтронные звёзды, обладающие резко направленным излучением. Период вращения пульсара соответствует временному интервалу между последовательно принимаемыми импульсами излучения. Используя теоретические данные о ра-

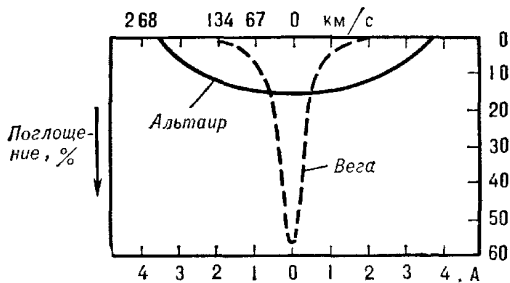


Рис. 2. Уширение линии поглощения MgII ($\lambda = 4481 \text{ \AA}$) за счёт вращения звезды. Вега относится к звёздам спектрального класса A0, Альтаир — A7.

диусе нейтронной звезды ($\sim 10 \text{ км}$), находят экваториальную скорость $v_{\text{ЭК}}$ вращения пульсара (напр., для пульсара в Крабовидной туманности $v_{\text{ЭК}} \approx 1900 \text{ км/с}$).

У магнитных звёзд и звёзд с пятнистой поверхностью типа ВУ Дракона период вращения определяют по кри-

вой блеска — переменность блеска у них обусловлена значит. различием яркости отдельных частей поверхности. Наконец, вращение ближайшей к нам звезды — Солнца наблюдается как по доплеровскому уширению спектр. линий, так и непосредственно по движению солнечных пятен.

С помощью описанных методов были установлены скорости вращения большого числа звёзд, находящихся на разных стадиях эволюции звёзд (табл.).

Из табл. видно, что значения $v_{\text{эк}}$ изменяются в ходе эволюции звёзд и на стадии главной последовательности сильно зависят от спектр. класса звезды, следовательно — её массы (рис. 3). Ближе всего $\bar{v}_{\text{эк}}$ и $v_{\text{макс}}$ у звёзд класса Ве (с эмиссионными линиями), обладающих околозвёздными оболочками.

Звёзды главной последовательности с массами $m < 1,5m_{\odot}$, принадлежащие к спектр. классам O5—F2, вращаются достаточно быстро. Исключение состав-

Экваториальные скорости вращения звёзд

Тип объекта	$\bar{v}_{\text{эк}}$, км/с	$v_{\text{макс}}$, км/с	$v_{\text{ж}}$, км/с
Тёмные межзвёздные облака, области звездообразования . . .	1	—	—
Звёзды главной последовательности, спектральный класс			
O5	180	400	—
B0	200	420	630
A0	190	320	500
F0	100	180	450
F5	30	100	400
G0	4	100	400
K, M	1	—	—
Белые карлики	—	—	4500
Пульсары	—	40000	140000

Примечание: $\bar{v}_{\text{эк}}$ — ср. скорость вращения звезд в предположении произвольной ориентации осей вращения; $v_{\text{макс}}$ — макс. наблюдавшаяся скорость вращения; $v_{\text{ж}}$ — скорость вращения звезды, при которой сила гравитац. притяжения на экваторе уравновешивается центробежной силой.

ляет узкий класс медленно вращающихся звёзд (т. н. Ар- и Ат-звёзды), скорость вращения к-рых меньше 50 км/с и не зависит от спектр. класса. Почти у всех звёзд с $\bar{v}_{\text{эк}} < 10$ км/с обнаружены сильные магн. поля.

Ср. скорости вращения звёзд с массами $m < 1,5m_{\odot}$ меньше 50 км/с и

резко падают с уменьшением массы. Сравнение скоростей вращения звёзд одного спектр. класса, но разных возрастов показывает, что чем старше звезда, тем медленнее она вращается.

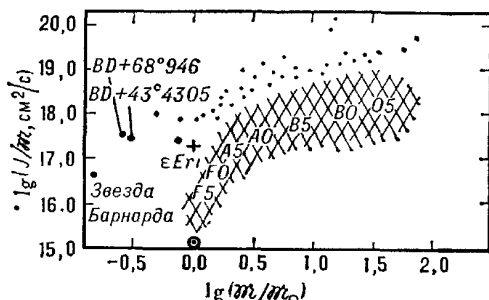


Рис. 3. Величина среднего момента вращения, приходящегося на единицу массы различных небесных тел (по данным Р. Е. Флёка): тесных двойных звёзд (мелкие точки), одиночных звёзд главной последовательности спектральных классов от F5 до O5 (заштрихованная область), Солнца (○), Солнечной системы (+) и четырёх астрометрических двойных звёзд, содержащих планетообразные составляющие с массами, сравнимыми с массой Юпитера (крупные точки).

Солнце принадлежит к медленно вращающимся звёздам ($v_{\text{эк}} \approx 2$ км/с), причём период солнечного вращения зависит от геошироты (вблизи полюсов он приблизительно на 20% больше, чем на экваторе) и, по-видимому, от глубины. Это явление связано с присутствием на Солнце конвективной оболочки и явл. одной из причин, порождающих циклич. активность Солнца.

В. з. влияет на ход их эволюции и на наблюдаемые параметры. Под действием центробежных сил, возникающих при вращении, изменяется форма звезды (появляется небольшая сплюснутость), при этом темп-ра поверхности звезды у полюсов оказывается немного выше, чем у экватора. Поэтому видимая звёздная величина звезды в определённой мере зависит от наклона её оси вращения к лучу зрения. Кроме того, центробежные силы частично уравновешивают силы тяготения, и в центр. области звезды, где происходит генерация энергии за счёт термоядерных реакций, уменьшаются давление и темп-ра, а следовательно и скорость выделения энергии. Отсюда вытекает, что вращающиеся звёзды должны обладать меньшей полной светимостью и эффективной температурой и медленнее эволюцио-

низовать. Для большинства звёзд главной последовательности эти изменения не превышают неск. процентов. Однако на стадиях эволюции, сопровождающихся значит. сжатием звезды, вращение может быть существенным фактором. Напр., если $v_{\text{к}}$ превысит кеплеровскую скорость $v_{\text{к}} = \sqrt{GM/R}$ (первую космич. скорость), то силы притяжения не смогут удержать вещество и оно должно оттекать от звезды, сама же звезда в этом случае тормозится.

Наблюдения показывают, что скорость вращения звёзд сложным образом изменяется в ходе их эволюции. Так, звёзды спектрального класса G перед выходом на главную последовательность обладают скоростями вращения до 100 км/с. Затем на ранних стадиях эволюции вдоль главной последовательности их вращение замедляется. Замедление вращения наблюдается также у радиопульсаров. Это связано с тем, что источником энергии излучения у радиопульсаров явл. кинетич. энергия вращения нейтронной звезды. *Рентгеновские пульсары*, излучающие за счёт дисковой аккреции (см. *Аккреционные диски*), наоборот, ускоряют своё вращение, т. к. падающее на звезду вещество обладает большим уд. моментом вращения.

Изменения скорости вращения звёзд могут быть обусловлены двумя причинами: сравнительно быстрым изменением объёма звезды с сохранением её момента вращения $J \sim \Omega R^2$ (где R — экваториальный радиус звезды) и изменением момента вращения. Замедление вращения Ар- и Ам-звёзд происходит в результате взаимодействия их магн. поля с окружающей межзвёздной средой. Замедление вращения маломассивных звёзд на ранних стадиях эволюции вдоль главной последовательности осуществляется, по-видимому, совместным действием магн. поля и *звёздного ветра*, к-рые генерируются за счёт конвекции во внеш. оболочке звезды. В то же время, на быстрых стадиях эволюции, напр. при сжатии протозвезды, переходе от стадии главной последовательности к стадии красных гигантов, при образовании белых карликов и нейтронных звёзд изменение скорости вращения в значит. степени определяется изменением объёма звезды. Если бы в этих процессах сохранялся момент вращения каждого элемента

звезды, то скорость $v_{\text{к}}$ изменялась бы обратно пропорционально радиусу $v_{\text{к}} \sim 1/R$. Напр., Солнце, превратившись в белый карлик с радиусом 6000 км, увеличило бы скорость вращения от 2 до 200 км/с. В действительности скорость вращения будет изменяться более сложным образом, т. к. момент вращения может теряться за счёт потери нек-рой доли массы звезды, перераспределяться внутри звезды, а в тесных двойных звёздах и скоплениях звёзд изменяться за счёт взаимодействия звёзд.

Особый интерес представляет эволюция вращения зарождающихся звёзд (протозвёзд), т. к., по-видимому, именно вращение определяет, во что превратится звезда — в одиночную, двойную или звезду с планетной системой. Теоретич. исследования показали, что на ранних стадиях сжатия сохраняется момент вращения каждого элемента протозвезды. Центробежные силы нарастают при сжатии быстрее гравитационных. Если момент вращения протозвезды велик, то центробежные силы могут остановить сжатие в направлении, перпендикулярном оси вращения, и привести к фрагментации (распаду) звезды. В результате образуется двойная звезда или кратная система звёзд. Одиночная звезда может сформироваться только в том случае, если момент вращения протозвезды достаточно мал или отводится от центральных более быстро сжимающихся областей протозвезды наружу. В последнем случае вокруг звезды может сформироваться протяжённый газово-пылевой диск, из к-рого образуется планетная система (см. *Происхождение Солнечной системы*). Кроме Солнца, существуют, по-видимому, и др. звёзды, имеющие спутники с массой, сравнимой с массой Юпитера (рис. 3). Однако прямых наблюдательных доказательств присутствия вокруг звёзд планетных систем, подобных солнечной, пока нет (см. *Невидимые спутники звёзд*).

Лит.: Струве О., Линдс Б., Пилланс Э., *Элементарная астрономия*, пер. с англ., 2 изд., М., 1967; *Происхождение Солнечной системы*, пер. с англ. и франц., М., 1976; Шкловский И. С., *Звёзды. Их рождение, жизнь и смерть*, 3 изд., М., 1984; Тассуль Ж.-Л., *Теория вращающихся звезд*, пер. с англ., М., 1982.

Т. В. Рузмайкина.

ВРЕМЯ (методы измерения). Для измерения V необходима эталонная единица V и устройства, позволяю-

щие с известной степенью точности воспроизводить эту единицу и осуществлять счёт единиц В.

Для получения эталонной единицы В. использовались следующие периодич. процессы: вращение Земли вокруг своей оси; вращение Земли вокруг Солнца; излучение (поглощение) эл.-магн. волн атомами или молекулами нек-рых веществ при определённых внеш. условиях.

Поскольку жизнедеятельность людей теснейшим образом связана со сменой дня и ночи, т. е. с вращением Земли вокруг своей оси, этот процесс и использовался для измерения В. на протяжении многих тысячелетий.

Промежуток В., в течение к-рого Земля делает один оборот вокруг своей оси относительно к.-н. ориентира на небе, наз. сутками. Продолжительность суток будет различна в зависимости от того, какой ориентир используется в качестве точки отсчёта. Для этих целей служат: точка весеннего равноденствия (см. *Координаты астрономические*); центр видимого диска Солнца; среднее Солнце — фиктивная точка, равномерно движущаяся по экватору со средней за год скоростью движения истинного Солнца по эклиптике.

Определяемые таким образом три разных промежутка В. наз. соответственно звёздными, истинными и средними солнечными сутками. Поскольку вращение Земли вокруг оси проявляется в видимом суточном движении небесной сферы, в астрономии сутки определяются как промежуток времени между двумя последовательными одноимёнными кульминациями (прохождениями через меридиан данного места) соответствующей точки на небе.

Эталоном В., к-рым впервые научилось пользоваться человечество, стали истинные солнечные сутки. Для измерения долей истинных солнечных суток использовались солнечные часы, простейший вариант к-рых представлял вертикальный шест и нанесённые на земле деления. Тень от шеста, отражая движение Солнца по небу, перемещается от деления к делению, показывая В.

Соперником солнечных часов были водяные часы — клепсидра, в к-рых уровень воды, перетекавшей по капле из одного сосуда в другой, показывал, сколько часов прошло с момента пуска клепсидры.

Водяные и солнечные часы были известны в Древнем Египте, Китае, Греции, Месопотамии задолго до нашей эры.

Первые механич. колёсные часы, снабжённые спусковым устройством, появились в Европе в 13 в. Они имели только часовую стрелку, в движение приводились гирей. Идея маятниковых часов с маятником в качестве регулятора их хода была предложена и реализована голландским физиком Х. Гюйгенсом в 1656 г. Во 2-й половине 16 в. у механич. часов появилась минутная стрелка, а в 1760 г. — секундная.

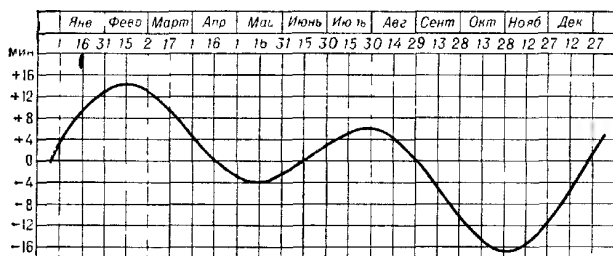
Усовершенствование часов — хранителей В., создание астрономич. маятниковых часов привело к тому, что истинные солнечные сутки уже не могли больше использоваться для контроля за ходом часов. Дело в том, что истинные солнечные сутки неодинаковы в течение года в силу двух причин: 1) истинное Солнце, отражая вращение Земли по эллиптич. орбите, движется по эклиптике неравномерно; 2) наклон эклиптики к экватору приводит к тому, что проекции одинаковых отрезков эклиптики на экватор не равны между собой, и, следовательно, часовой угол Солнца (отсчитываемый по экватору) изменяется неравномерно. Поэтому для измерения В. стали использовать ср. солнечные сутки, а поскольку ср. Солнце представляет собой фиктивную точку, его положение на небе вычислялось теоретически, на основании многолетних наблюдений истинного Солнца. Местное ср. солнечное В. на меридиане Гринвича (Великобритания) было названо Всемирным временем и обозначено UT (от англ. Universal Time).

Разность между средним и истинным солнечным В. наз. уравнением времени. Четыре раза в году уравнение времени бывает равно нулю, а его макс. и миним. значения равны примерно ± 15 мин (рис. 1).

Недостатком солнечного В. явл. трудность его определения из астрономич. наблюдений. Солнце имеет большой видимый диск, что затрудняет отсчёт положения его центра. Оно сильно нагревает телескоп, вызывая его деформацию и тем самым уменьшая точность наблюдений. Поэтому астрономич. наблюдения в спец. службах времени производятся ночью по звёздам.

Местное звёздное время на данном меридиане (время, прошедшее

от момента верхней кульминации точки весеннего равноденствия) определяется по наблюдениям звёзд и равно прямому восхождению каждой звезды в момент её верхней кульминации (т. е. в момент, когда звезда проходит через меридиан южнее северного полюса мира). Т. о., наблюдаются звёзды, а не сама фиктивная, невидимая точка весеннего равноденствия. Службы В. регистрируют моменты прохождения ряда звёзд через меридиан и по ним находят поправки своих часов. Использовать звёздное В. непосредственно в повседневной жизни



неудобно, т. к. вследствие годового движения Земли по орбите звёздные сутки короче среднесолнечных на 3 мин 56 с. Звёздное В. и среднесолнечное В. быстро расходятся. Часы служб В., как правило, идут по среднесолнечному В., при вычислении их поправок производится пересчёт от звёздного В. к среднему солнечному.

Т. о., из астрономич. наблюдений определяется местное В. для данного меридиана. По местному звёздному В. вычисляется местное ср. солнечное В., а по нему, с учётом долготы места наблюдений от Гринвича, — Всемирное В., получаемое на данной обсерватории. Это В. обозначается UT_0 .

Движение полюсов Земли смещает земные меридианы, на к-рых ведутся наблюдения, и приводит к тому, что шкала UT_0 , получаемая в различных точках Земли, оказывается неодинаковой. Поэтому для получения более однородной шкалы В., называемой UT_1 , в наблюдениях отдельных служб времени вводятся поправки $\Delta\lambda$ за движение полюса, так что $UT_1 = UT_0 + \Delta\lambda$.

Однако и шкалу UT_1 нельзя считать достаточно точной, её искажают все виды неравномерности вращения Земли вокруг своей оси.

Неравномерности вращения Земли подразделяют на три вида.

1. Вековое замедление скорости вращения Земли, изменяющее продолжительность суток примерно на 0,002 с за столетие. Эта величина настолько мала, что обычно не принимается во внимание.

2. Сезонная (обусловленная в основном сезонной циркуляцией атмосферы) неравномерность вращения Земли, изменяющая продолжительность суток от их ср. за год значения на величину немного меньшую $\pm 0,001$ с. Учёт сезонной неравномерности даёт новую шкалу В. $UT_2 = UT_1 + \Delta T_{\text{сезон}}$.

3. Нерегулярные изменения скорости (являющиеся результатом действия различных факторов, в частности, по-видимому, нестационарных процессов внутри Земли), из-за к-рых продолжительность суток изменяется на величину $\sim 10^{-3}$ с на интервале от неск. лет до

Рис. 1. Уравнение времени.

неск. месяцев. Эти изменения не могут быть прогнозированы заранее и почти целиком входят в UT_2 .

Учёт флуктуаций в скорости вращения Земли проводится путём сравнения теоретически вычисленных (эфемеридных) координат небесных тел с их координатами, полученными из наблюдений. Найденные поправки ΔT_e дают возможность ввести шкалу эфемеридного В. $TE = UT_2 + \Delta T_e$, к-рая явл. наиболее равномерной астрономич. шкалой В., получаемой из наблюдений. В., отсчитываемое по этой шкале, наз. эфемеридным. Его не следует путать с равномерным эфемеридным В. — математич. понятием, употребляемым в ф-лах небесной механики. Точность определения эфемеридного В. по отдельным наблюдениям из-за случайных ошибок меньше, чем точность определения UT_2 . Поэтому поправку ΔT_e вычисляют как среднюю по большому ряду наблюдений (обычно за год или за полгода). Т. о., точные значения TE могут быть получены лишь задним числом. Экстраполяция TE вперёд не может быть эффективной.

Если до открытия неравномерности вращения Земли осн. единица В. — секунда определялась как $1/86400$ доля ср. солнечных суток, то с введением эфемеридного В. в качестве его единицы была принята эфемеридная секунда.

В 1956 г. Международное бюро мер и весов дало следующее определение секунды: «Секунда есть $1/31556925,9747$ доля тропического года для 1900 г. январь 0, в 12 часов эфемеридного времени».

Изобретение атомных стандартов В. и частоты позволило получить новую шкалу В., независимую от вращения Земли и имеющую значительно большую точность. В качестве единицы атомного В. принята атомная секунда, определяемая как «время, равное 9192631770 периодам излучения, соответствующего переходу между двумя сверхтонкими уровнями основного состояния атома цезия 133». Это определение при-

суток, обычно 31 дек. или 30 июня по рекомендации Международного бюро времени. Шкала UTC, удовлетворяющая этим условиям, была введена с 1 янв. 1972 г.

Шкалу UTC надо считать нек-рым компромиссом между атомным и астрономич. В.: она обладает высокой точностью и отражает вращение Земли.

Для тех, кому знание астрономич. В. необходимо оперативно и с точностью большей, чем ~ 1 с, в сигналы точного

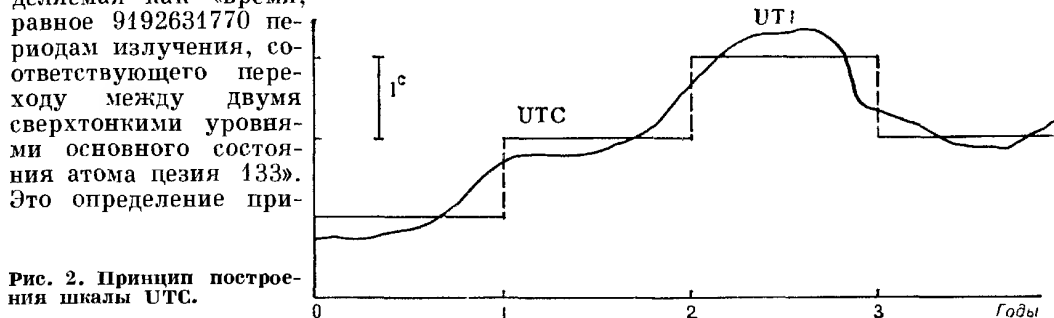


Рис. 2. Принцип построения шкалы UTC.

нято в 1967 г. на XIII Генеральной конференции по мерам и весам. Атомная секунда явл. одной из семи осн. единиц Международной системы единиц (СИ). На практике Международная шкала атомного времени (TAI) реализуется путём усреднения показаний неск. десятков атомных (цезиевых) часов служб времени различных стран. Показания всех часов анализируются и усредняются в Международном бюро времени в Париже.

Относительная погрешность совр. промышленных атомных часов колеблется от $1 \cdot 10^{-13}$ до $1 \cdot 10^{-14}$, что позволяет отдельным службам В. сохранять шкалу TAI с погрешностью ~ 1 мкс за год.

Несколько отличная от TAI шкала используется при подаче сигналов точного В. Эта шкала получила название Всемирного координированного времени (UTC). В основу UTC положена атомная секунда, а его отличие от TAI состоит в том, что когда разность между UT1 и UTC достигает 0,7 с, часы, с к-рых передаются сигналы В. в системе UTC, переводятся вперёд или назад на 1 с в зависимости от знака разности UT1 — UTC. Т. о., отклонение системы UTC от астрономич. шкалы В. не может превышать 0,7 с (рис. 2). Коррекции часов производятся в последнюю секунду

В., передаваемые в Международной системе UTC, спец. кодом вносятся информация о разности UT1 — UTC. Значения этой разности с точностью до 0,1 с можно получить, подсчитывая специально раздвоенные секундные сигналы В. В системе сигналов СССР разность UT1 — UTC дается с точностью до 0,02 с. С ещё большей точностью, до 0,0001 с, приводятся разности астрономич. и атомных шкал В. в бюллетенях Международного бюро времени и бюллетенях «Всемирное время», издаваемых Госстандартом СССР. В этих изданиях содержится также обширная информация о вращении Земли, о подачах сигналов В. и эталонных частот, о точности хранения и передачи В. Однако надо учитывать, что время издания этих бюллетеней занимает несколько месяцев, т. е. оперативность информации невелика.

Особую группу составляют системы счёта В., устанавливаемые на территориях отдельных государств или групп государств на основании правительств. декретов или международных соглашений. К этим системам относятся поясное, летнее и декретное В.

С 1884 г. во многих странах введено поясное время. Вся поверхность Земли разделена на 24 часовых пояса с границами по меридианам, отстоящим друг от друга по долготе на

15°. Во всех пунктах пояса часы показывают одно и то же В. — местное В. ср. меридиана пояса. При переходе в соседний пояс часовые стрелки переводятся на час вперёд или назад в зависимости от направления движения. Такая система счёта устраняет неудобства местного В., к-рое различно для всех точек земной поверхности, не лежащих на одном меридиане. В нашей стране поясное В. было введено с 1 июля 1919 г.

В целях экономии электроэнергии в летние месяцы в нек-рых странах весной стрелки часов переводятся на час вперёд. Это время получило название летнего времени. Осенью часы снова ставят по поясному В. Летнее В. неоднократно вводилось в СССР. Но с 16 июня 1930 г. декретом Советского правительства стрелки всех часов в стране были переведены вперёд и так оставлены. Это В., на час больше поясного, получило название декретного. В 1981 г. в СССР вновь введено летнее В. Т. о., с 1 апр. по 1 окт. В. для пунктов на территории СССР отличается от поясного на 2 ч.

Лит.: Завельский Ф. С., *Время и его измерение*, 4 изд., М., 1977; Абалякин В. К., *Основы эфемеридной астрономии*, М., 1979; Бакулин П. И., Блинов Н. С., *Служба точного времени*, 2 изд., М., 1977; Пилуныров В. Н., *История часов*, М., 1982.

ВРЕМЯ ЖИЗНИ ч а с т и ц. Большинство элементарных частиц неустойчивы, т. е. самопроизвольно (спонтанно) распадаются на более лёгкие частицы. Распад происходит по экспоненциальному закону

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau},$$

где $N(t)$ — число частиц в момент времени t , N_0 — в начальный момент времени. По такому же закону происходит распад радиоактивных ядер. Постоянная τ наз. В. ж. частиц. Это время, за к-рое число распадающихся частиц уменьшается в $e = 2,718$ раз (e — основание натуральных логарифмов). Время полураспада $t_{1/2}$ (распада половины начального числа частиц) связано с В. ж. частиц соотношением $t_{1/2} = \tau \ln 2 \approx 0,693\tau$. В экспоненциальном законе распада проявляется вероятностный характер законов микромира и квантовой механики. Переходы из состояния одной частицы в состояние др. частицы без испускания др. свободных частиц (напр., переходы $K^0 \rightleftharpoons \bar{K}^0$) наз. **осцилляциями**. Вероятность

распада частицы данного сорта в ед. времени равна τ^{-1} и не зависит от способа её получения и возраста. Так, напр., после распада 99% частиц за время 4,6 τ оставшийся 1% частиц «не пострадал» и имеет то же самое В. ж. т. Принцип неопределённости $\Delta \mathcal{E} \Delta t = \hbar$ связывает В. ж. частиц с неопределённостью их энергии $\mathcal{E}$, а следовательно, массы. Поэтому В. ж. самых короткоживущих частиц определяют по ширине распределения полной энергии продуктов распада. Само существование таких частиц устанавливают либо по энергетич. распределениям продуктов распада с помощью инварианта $(\sum \mathcal{E}_i)^2 - c^2 (\sum p_i)^2$, где $\mathcal{E}_i$ и p_i — энер-

гии и импульсы частиц-продуктов распада, либо по распределениям недостающей массы в реакциях элементарных частиц (см. *Масса покоя*). В. ж. определяется природой сил, вызывающих распад, и зависит от величины энерговыделения в распаде. Чем слабее взаимодействие, вызывающее распад, тем больше В. ж. частицы. Так, *мезоны и барионы* (напр., ρ^0 -мезон, ω^0 -мезон, адронные резонансы), распадающиеся за счёт процессов сильного взаимодействия, имеют аномально малое В. ж. $\sim 10^{-22}$ — 10^{-23} с. В. ж. частиц, распадающихся за счёт эл.-магн. взаимодействия, $\sim 10^{-16}$ — 10^{-20} с. Напр., В. ж. ρ^0 -мезона $\sim 10^{-16}$ с, В. ж. частиц, распадающихся по слабому взаимодействию, ещё больше: В. ж. Λ -гиперона $\sim 10^{-10}$ с, $\pi^\pm$ -мезона $\sim 10^{-8}$ с, мюона $\sim 2 \cdot 10^{-6}$ с, а нейтрона $\sim 10^3$ с. В совр. единых теориях элементарных частиц предсказывается сверх-сверхслабое взаимодействие, вызывающее распад протона, так что В. ж. протона оказывается $> 10^{31}$ лет.

В. ж. частиц и *античастиц* в вакууме строго равны. В. ж. частиц в среде зависит также от скорости их захвата, а В. ж. античастиц — от скорости их *аннигиляции*. Так, *позитроны* в вакууме — абсолютно стабильны, а их В. ж. в веществе при концентрации электронов n_e определяется сечением реакции σ и относит. скоростью частиц v : $\tau = (n_e \sigma v)^{-1}$, где σv — скорость аннигиляции позитронов и электронов.

При движении частицы со скоростью, приближающейся к скорости света, В. ж. частицы в системе покоя наблюдателя увеличивается в $\Gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ раз. Это явление с большой точностью

подтверждено в опытах на ускорителях и в космических лучах. Так, напр., мюоны с В. ж. в покое $2 \cdot 10^{-6}$ с при энергии 10^{14} эВ ($\Gamma \sim 10^6$) способны пройти, практически не распадаясь, путь $6 \cdot 10^{10}$ см (за В. ж. $\approx 2 \cdot 10^{-6} \cdot \Gamma \approx 2$ с). По этой же причине фотон (скорость равна c) стабилен (не распадается). Данные о В. ж. частиц имеют важное значение при анализе процессов в космосе, в частности при анализе происхождения компонентов космич. лучей, наблюдаемых у поверхности Земли, или при анализе возможных механизмов γ -или нейтринного излучения.

М. Ю. Хлопов.

ВСПЫХИВАЮЩИЕ ЗВЁЗДЫ — *переменные звёзды*, резко и неперiodически изменяющие свой блеск. Иногда термином «В. з.» обозначают все эволюционно молодые переменные звёзды, но в большинстве случаев — это синоним переменных типа UV Кита. В. з. — самый многочисл. класс переменных звёзд: из 33 ближайших к Солнцу звёзд по крайней мере 13 явл. переменными этого типа, так что такие звёзды должны составлять значит. долю звёзд Галактики.

Первая В. з. была зарегистрирована в 1924 г., систематич. исследования таких переменных ведутся с конца 40-х гг. В. з. имеют низкую *светимость*: это карликовые звёзды с абс. визуальной величиной от 5 до 19^m , поэтому лишь ближайшие из них доступны для детального изучения. Известно ок. 100 В. з. в окрестностях Солнца и ок. 1000 в ближайших звёздных скоплениях — в Плеядах, Яснях, Гиадах, Орионе и др. Среди В. з. известны объекты *спектральных классов* от G до M, но большинство В. з. — это *красные карлики* поздних подклассов M. Радиусы В. з. составляют от 0,1 до $0,8 R_{\odot}$, массы от 0,06 до $0,6 m_{\odot}$. Возраст известных В. з. — 10^5 до 10^{10} лет, причём с возрастом вспышечная активность звезды ослабевает.

В. з. обладают тремя характерными особенностями: спорадическими всплесками блеска, мощными хромосферой и короной и пятнистой фотосферой.

Вспышки звёзд типа UV Кита распределены во времени случайным образом со ср. интервалом между вспышками от 1 ч до десятков сут у разных В. з. Кривые блеска вспышек даже у одной и той же В. з. весьма разнообразны, но возгорание вспышки, как правило, про-

исходит гораздо быстрее, чем угасание (рис. 1). Блеск В. з. во время самых сильных вспышек возрастает в сотни раз в УФ-лучах и в десятки раз в синезелёной области спектра. Полная энергия оптич. излучения при сильных вспышках достигает 10^{36} эрг, при самых слабых регистрируемых вспышках

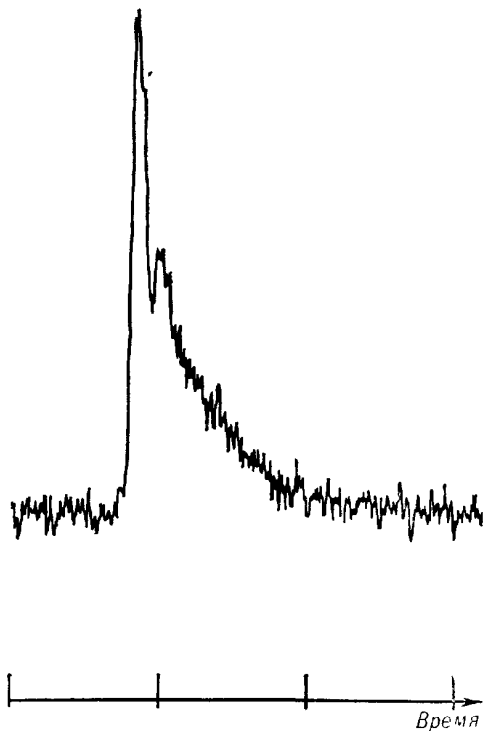


Рис. 1. Вспышка EV Ящерицы 14 авг. 1975 г. в синих лучах (типичная кривая блеска с резким подъемом, вскоре после главного максимума заметен вторичный всплеск). Интервал между вертикальными линиями на оси времени соответствует 1 мин.

$\sim 10^{28}$ эрг. Вспышки с малыми амплитудами происходят гораздо чаще, но в редких мощных вспышках содержится большая часть суммарной энергии вспышечного излучения звёзд. Несмотря на большое энерговыделение во вспышках, их суммарная энергия излучения на значит. отрезке времени составляет лишь малую долю (процент и даже сотые доли процента) энергии излучения фотосферы В. з. за то же время.

Во время вспышки спектр В. з. заметно меняется. В фазе быстрого возгорания вспышки в синей и УФ-областях спектра появляется интенсивное непрерывное излучение, к-рое в мощных

вспышках может полностью «залить» спектр поглощения В з в спокойном состоянии. Это непрерывное излучение длится лишь неск. мин. Среди эмиссионных линий в спектре вспышки присутствуют сильные линии Н, Са, нейтрального и иногда ионизованного Не, а также слабые линии Si, Mg. Линейчатая эмиссия иногда появляется еще

руют с кривыми блеска в оптич диапазоне. Рентг вспышечное излучение не продолжительно и соответствует тепловому излучению газа при темп ре ок 30 млн К

Хромосфера В з проявляется в интенсивных линиях Н и СаII, видимых в спектре звезды, когда она находится в спокойном состоянии, причем именно

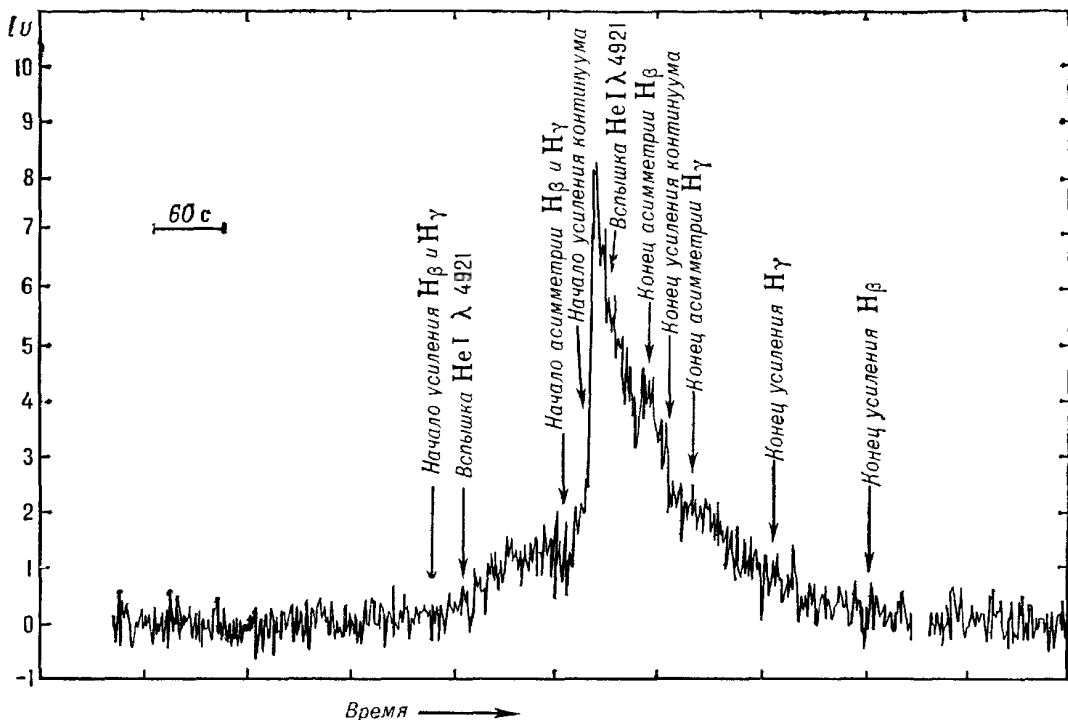


Рис. 2. Вспышка UV Кита 14 окт. 1972 г. На кривой блеска, зарегистрированной в ультрафиолетовых лучах, указана последовательность развития спектральных особенностей вспышки. I_U — блеск в УФ-лучах.

до резкого возрастания блеска и угасает гораздо медленнее непрерывной эмиссии (рис 2). Хотя эмиссионные линии в максимуме блеска заметно расширены (рис 3), скорости движения излучающего газа не превышают неск десятков км/с.

Помимо оптич излучения, вспышки звезд типа UV Кита дают всплески радио- и рентг излучений. Излучение в радиодиапазоне имеет нетепловую природу, в метровом диапазоне длин волн яркостная температура достигает 10^{15} К. Обычно длительность радио-всплеска сравнима с длительностью оптич вспышки, но кривые радиояркости весьма разнообразны и плохо коррели-

эмиссия водорода характерна для В з. Эта эмиссия подвержена изменениям с различными временными масштабами, связанными со значит поверхностной неоднородностью звезды и ее вращением, а также с медленными изменениями, в ходе к-рых эта эмиссия иногда исчезает вовсе. Хромосферы В з переходят в звездные короны, к-рые обнаруживаются непосредственно по рентг излучению В з в спокойном состоянии и по дрейфу радиоизлучения в направлении низких частот во время вспышек. Обнаружен линейчатый спектр (в коротковолновом УФ-диапазоне) переходной области между хромосферами и коронами В з.

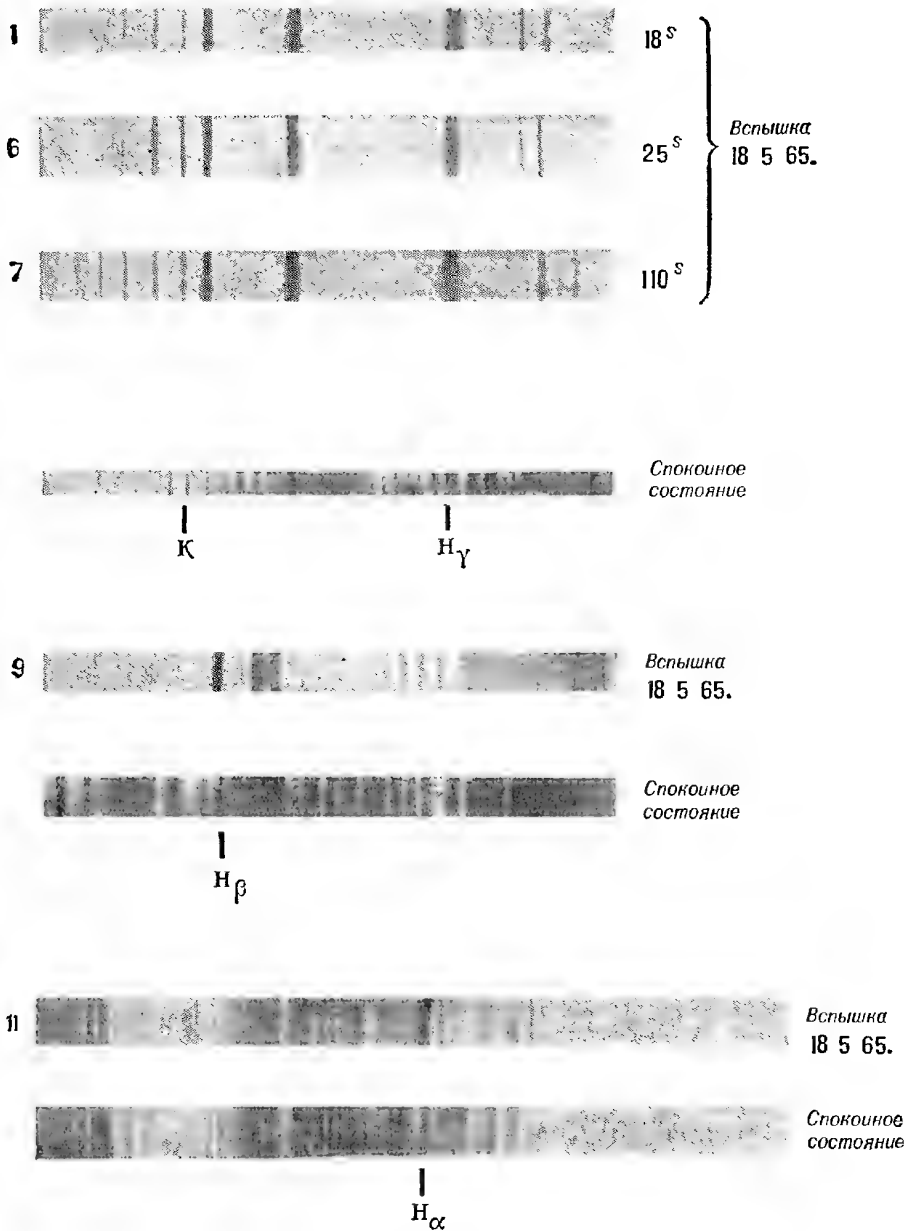


Рис. 3. Вспышка звезды AD Лыра 18 мая 1965 г. Репродукция нескольких спектрограмм вспышки и спокойного состояния звезды в синей (1, 6 и 7), зеленой (9) и красной (11) областях спектра.

Пятнистость фотосфер В з проявляется в колебаниях блеска малой амплитуды (десятые и сотые доли звездной величины) с периодами в неск. дней, причем амплитуда этих колебаний и их период различны в разные годы. Такие периодич. колебания малой амплитуды обычно наблюдаются

у наиболее ярких В з (о звездах с такой особенностью иногда говорят как о звездах типа ВУ Дракона), т. к. у более слабых В з хаотич. колебания блеска из-за вспышек происходят чаще и это затрудняет обнаружение периодических малых колебаний (рис. 4).

Анализ наблюдений В. з. приводит к выводу о глубоком сходстве активности В. з. и Солнца. Действительно, во время солнечных и звёздных вспышек имеют место скоротечные процессы, локализованные на сравнительно небольших участках поверхности, причём возмущения охватывают атмосферу по всей высоте — от фотосферы до короны (см. *Вспышки на Солнце*). Солнечные

и звёздные скорости ($\sim$ неск. тыс. км/с) в корональных областях, откуда исходит радиоизлучение. Существенно и то обстоятельство, что солнечные и звёздные вспышки возникают в атмосферах сходной структуры: и на Солнце, и на В. з. над сравнительно холодной фотосферой расположены более горячие хромосфера и переходящая в звёздный ветер корона, причём и фотосфера, и хромосфера обнаруживают значит. поверхностную неоднородность, подверженную изменениям со сходными по порядку величины характерными временами.

Среди всего разнообразия явлений активности В. з. нет ни одного такого, какому не было бы аналогии в солнечной активности, поэтому следует думать, что здесь имеет место идентичность физ. процессов (см. *Солнце*). Отличие звёздных вспышек от солнечных количественное: В. з. при вспышках излучают на 2—4 порядка величины больше энергии, а сами вспышки протекают в среднем неск. быстрее, чем солнечные. В. з. гораздо слабее Солнца, поэтому вспышки на них удаётся регистрировать как по интегральному излучению, так и по особенностям спектра звезды. Оценки показывают, что плотности хромосферы и короны В. з. выше и вспышки охватывают большую часть поверхности, чем на Солнце. Из существующих представлений о внутр. строении звёзд следует, что конвективные зоны у В. з. глубже, чем на Солнце, и выходящие на поверхность конвективные ячейки должны быть крупнее и содержать больше энергии; вероятно, это один из решающих факторов повышенной активности В. з. В конечном счёте солнечную активность и активность В. з. определяют конвекция и связанные с движущимся веществом магн. поля. Изучение В. з. позволяет оценить распространённость и различные проявления конвекции и магнетизма в звёздном мире, их связь с др. св-вами звёзд. Исследования показали, что абс. максимум вспышечной активности приходится на звёзды спектр. класса K0; необходимым и достаточным условием пятнистости карликовых звёзд явл. повышенная скорость их вращения, а принадлежность В. з. к двойной системе продлевает фазу интенсивной вспышечной активности.

Лит.: Гершберг Р. Е., Вспышки красных карликовых звёзд, М., 1970; его

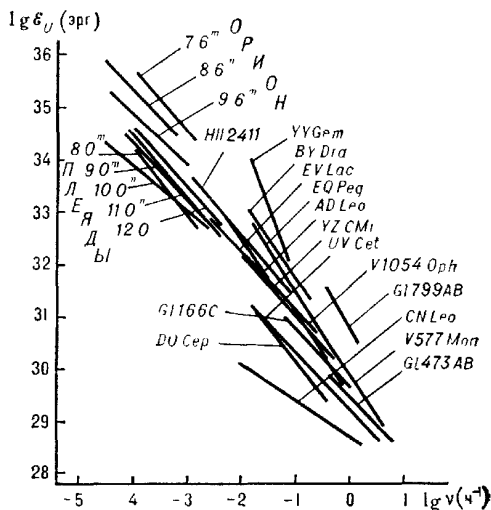


Рис. 4. Энергетические спектры вспыхивающих звёзд в окрестностях Солнца, в звёздном скоплении Плеяды и в Орионе. Зависимость $\lg \nu$ — $\lg \epsilon_U$ показывает, с какой средней частотой ν на данной звезде происходят вспышки, полное излучение ϵ_U в УФ-области равно или превышает соответствующую величину ϵ_U . Для звёзд скопления даны спектры не отдельных звёзд, а групп звёзд с близкой абсолютной светимостью.

и звёздные вспышки обнаруживают сходный характер излучения в огромном диапазоне длин волн — от нетеплового радиоизлучения в метровом диапазоне до резко неравновесного оптич. излучения и рентг. излучения средних энергий; в обоих случаях оптич. излучение вспышек исходит из областей с весьма неоднородными физ. условиями, а в областях, где возникает излучение эмиссионных линий водорода, темп-ра, плотность и прозрачность вещества звезды и Солнца оказываются достаточно близкими. Важное сходство солнечных и звёздных вспышек — это сравнительно небольшие скорости движения вещества, ответственного за оптич. излучение, при одноврем. существовании на порядок величины боль-

ж е. Вспыхивающие звезды малых масс, М., 1978; Гурзадян Г. А., Вспыхивающие звезды, М., 1973; Мирзоян Л. В., Нестационарность и эволюция звезд, Ер., 1981. Р. Е. Гершберг.

ВСПЫШКИ НА СОЛНЦЕ представляют собой самое мощное из всех проявлений солнечной активности. Энергия большой солнечной вспышки достигает 10^{32} эрг, что приблизительно в 100 раз превышает тепловую энергию, к-рую можно было бы получить при сжигании всех разведанных на Земле запасов нефти и угля. Эта гигантская энергия выделяется на Солнце за неск. мин. и соответствует средней за этот период мощности $\sim 10^{29}$ эрг/с. В отдельные моменты времени, в частности во время взрывной, или импульсной, фазы развития, мощность может быть ещё в неск. раз больше. Однако, как легко заметить, мощность вспышки не превышает сотых долей процента от мощности полного излучения Солнца $\sim 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с (см. *Солнечная постоянная*). Поэтому при вспышке не происходит заметного увеличения светимости Солнца. Лишь самые большие В. на С. можно заметить в белом свете (оптич. континууме). Обычно В. на С. наблюдаются как значит. увеличения яркости участков поверхности Солнца в свете хромосферных линий (см. *Солнечная хромосфера*), в частности в линии водорода H_{α} . Как следствие этого факта, на протяжении многих лет широко использовался термин «хромосферная вспышка», к-рый, однако, не соответствует сущности этого интереснейшего явления в атмосфере Солнца.

Характерная особенность В. на С. состоит в том, что осн. часть её энергии выделяется в виде кинетич. энергии выбросов вещества, движущихся в короне и межпланетном пространстве со скоростями до 1000 км/с, энергии жёсткого эл.-магн. излучения и потоков ускоренных до гигантских энергий (иногда десятки ГэВ) частиц (см. табл.). Радиоизлучение вспышки, в отличие от излучения спокойного Солнца (см. *Радиоизлучение Солнца*), также свидетельствует о наличии ускоренных частиц и о нетепловом характере главного вспышечного процесса или, как часто говорят, механизма вспышки.

Излучение В. на С. наблюдается в широком диапазоне — от километровых радиоволн до жёстких гамма-лучей — с помощью наземных, спутниковых и межпланетных станций. Одновременно осуществляется непосредств. детектирование ускоренных во вспышках электронов, протонов, ядер более тяжёлых элементов и выбрасываемой в межпланетное пространство плазмы, а также вторичных ионосферных и геомагн. эффектов.

Исследование В. на С. имеет и прямое практич. значение. Известно, что В. на С. оказывают сильное воздействие на ионосферу, вызывая нарушения радиосвязи, работы радионавигацион. устройств и т. д. Вспышки существенно влияют на состояние околоземного космич. пространства. В связи с пилотируемыми космич. полётами возникла серьёзная задача защиты космонавтов от ионизирующего излучения вспышек

Характерные значения полной энергии $\mathcal{E}$ (эрг) и мощности F (эрг·с⁻¹), выделяемых в различных каналах для больших и малых солнечных вспышек

	Самые большие вспышки		Субвспышка	
	$\mathcal{E}$	F	$\mathcal{E}$	F
Излучение:				
мягкое рентгеновское и ультрафиолетовое	$(3-5) \cdot 10^{31}$	$(3-5) \cdot 10^{28}$	$(1-3) \cdot 10^{29}$	$(1-3) \cdot 10^{27}$
оптическое непрерывное	$(1-3) \cdot 10^{31}$	$(1-3) \cdot 10^{28}$	(?)	(?)
в линии H_{α}	$(1-3) \cdot 10^{30}$	$(1-3) \cdot 10^{27}$	10^{26}	$3 \cdot 10^{23}$
жёсткое рентгеновское	$(3-5) \cdot 10^{28}$	$(3-5) \cdot 10^{23}$	$(1-3) \cdot 10^{24} *$	$(1-3) \cdot 10^{22}$
гамма-	$(1-3) \cdot 10^{25}$	$(1-3) \cdot 10^{22}$	(?)	(?)
радио-	$\sim 10^{24}$	$\sim 10^{21}$	10^{22}	10^{20}
Ускоренные частицы:				
электроны (≥ 20 кэВ)	$(3-5) \cdot 10^{31}$	$(3-5) \cdot 10^{28}$	$10^{27} *$	10^{25}
протоны (≥ 20 МэВ)	$(1-3) \cdot 10^{31}$	$(1-3) \cdot 10^{28}$	(?)	(?)
Гидродинамические движения плазмы:				
межпланетные выбросы и ударные волны	$(1-3) \cdot 10^{32}$	—	—	—
движения над хромосферой	10^{32}	10^{29}	10^{29}	10^{26}

* Для подавляющего большинства субвспышек отсутствует.

и заблаговрем. прогнозирования возможной радиац. опасности. Наконец, имеются свидетельства сильного влияния вспышечной активности на погоду и состояние биосферы Земли (см. *Солнечно-земные связи*).

На протяжении многих десятилетий наблюдения В. на С. велись только в видимом диапазоне эл.-магн. излучения, гл. обр. в линии H_{α} . Накопленный за это время огромный материал позво-

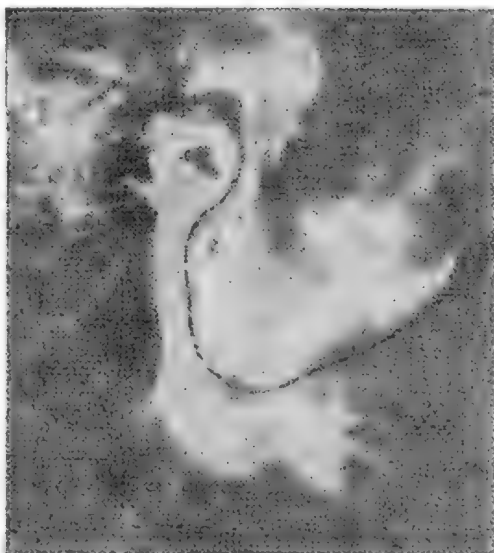


Рис. 1. Вспышка 7 июля 1973 г. в виде двух лент в хромосфере. Штриховой линией отмечена нейтральная линия фотосферного магнитного поля (линия, на которой нормальный к поверхности Солнца компонент магнитного поля равен нулю).

лил установить закономерности развития вспышки в хромосфере и, что особенно важно для понимания механизма вспышки, её тесную связь с магн. полями на поверхности Солнца. Обычно большая вспышка наблюдается как увеличение яркости хромосферы, к-рое охватывает большую площадь (иногда до 10^{-3} площади видимой полусферы Солнца) в виде двух вспышечных лент (рис. 1). Как правило, эти ленты расположены в областях магн. полей противоположной полярности на фотосфере. Уже первые внеатмосферные наблюдения на ракетах и спутниках показали, что В. на С., если иметь в виду её главный процесс, представляют собой специфически корональное, а не хромосферное явление. Это следует уже из относительно сильного рентг. и

УФ-излучения вспышки (см. табл.). Оптич. излучение В. на С., скорее всего, возникает как вторичный эффект вдали от сердцевины вспышки, точнее говоря, в основаниях петель, дающих рентг. и УФ-излучение. Петли образуют своеобразные аркады и, по-видимому, явл. наиболее заметной наблюдаемой частью источника энергии вспышки. Т. о., H_{α} -излучение, к-рое было исторически выбрано в качестве первоначального признака и положено в основу классификации В. на С., представляет собой лишь побочное явление.

Совр. наблюдения и базирующиеся на них теоретич. модели свидетельствуют в пользу предположения, что главный вспышечный процесс обусловлен накоплением и последующим быстрым выделением свободной магн. энергии в верхней хромосфере и нижней короне. Под свободной здесь понимается магн. энергия, избыточная по сравнению с энергией потенциального (магн. поле потенциально вне области, занятой его источниками) магн. поля, имеющего те же источники (солнечные пятна, фоновые магн. поля) в фотосфере. Иными словами, свободная энергия активной области связана с токами, текущими в атмосфере Солнца над уровнем фотосферы (это есть энергия взаимодействия токов с магн. полем), а процесс вспышки есть процесс быстрого изменения этих токов. Возникновение избытка магн. энергии (и порождающих его токов над фотосферой) может осуществляться различными путями. Возможен, напр., такой. Медленные движения источников (токов) под фотосферой непрерывно изменяют потенциальное магн. поле в атмосфере Солнца. В нек-рый момент оно может стать достаточно сложным — в нём может появиться т. н. предельная силовая линия. Она явл. общей для неск. независимых магн. потоков (рис. 2). Через предельную линию происходит перераспределение магн. потоков, к-рое необходимо для того, чтобы магн. поле имело наименьшую энергию, т. е. оставалось потенциальным при изменении его источников на фотосфере. Однако с момента появления такой линии электр. поле, индуцируемое изменениями магн. поля, вызывает вдоль неё ток. Последний из-за взаимодействия с магн. полем принимает форму токового слоя (рис. 3). В условиях высокой проводимости солнечной плазмы токовый

слой препятствует перераспределению магн. потоков. В результате в верхней хромосфере и короне происходит накопление энергии в виде магн. энергии токового слоя.

Трёх стадиям развития токового слоя в рамках модели, предложенной совет-

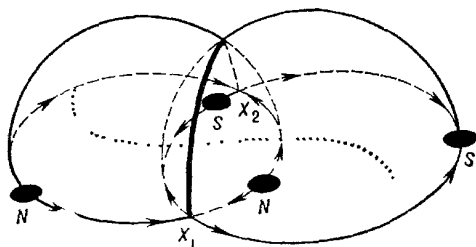


Рис. 2. Модель магнитного поля четырёх пятен попарно противоположной полярности. Магнитные потоки разделены поверхностью, состоящей из двух куполов. Предельная силовая линия является общей для этих потоков (жирная линия). Она спускается к фотосфере в нулевых точках X_1 и X_2 . Пунктир — нейтральная линия фотосферного магнитного поля.

ским астрофизиком С. И. Сыроватским, можно поставить в соответствие три фазы В. на С.: начальную, взрывную и горячую.

Н а ч а л ь н а я ф а з а — сравнительно длительная (часы или даже

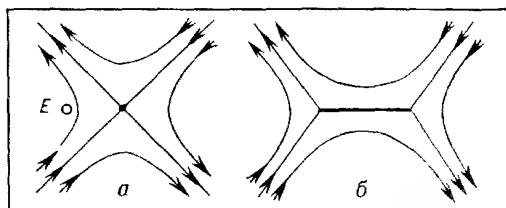


Рис. 3. Формирование токового слоя на нулевой линии магнитного поля: а — силовые линии магнитного поля в окрестности нулевой линии X-типа, которая перпендикулярна плоскости рисунка; Е — электрическое поле, направленное вдоль нулевой линии; б — токовый слой (жирная линия), образующийся на нулевой линии.

десятки часов) стадия возникновения и формирования (расширения) токового слоя. На этой стадии, по-видимому, преобладает джоулев нагрев плазмы током в слое. В принципе, на этой стадии возможно установление квазистационарного режима, когда ширина слоя увеличивается настолько, что скорость диссипации магн. поля в нём останавливает дальнейший рост магн.

энергии, а джоулев нагрев плазмы в слое оказывается уравновешенным потерями энергии на излучение (рис. 4,а). Через нек-рое время из-за действия ряда неустойчивостей такой баланс энергии нарушается, и начинается существенно нестационарная стадия развития токового слоя.

Взрывная фаза представляет наибольший интерес, поскольку за короткое время (секунды — десятки секунд) при разрыве токового слоя выделяется огромная энергия, запасённая в его магн. поле. Эта энергия выделяется в виде энергии гидродинамич. течений (разрыв слоя сопровождается быстрыми движениями плазмы), мощных потоков тепла из области разрыва токового слоя и в виде энергии ускоренных частиц. Причиной разрыва токового слоя явл., возможно, тепловая неустойчивость, к-рая приводит к цепочке кинетич. явлений: быстрому нагреву электронов плазмы, возбуждению той или иной плазменной неустойчивости (см. *Неустойчивости плазмы*) и переходу слоя в турбулентное состояние. При этом резко увеличивается электрич. сопротивление токового слоя (см. *Плазменная турбулентность*). Появление в нек-рой части токового слоя области высокого или аномального сопротивления приводит к быстрой диссипации тока и, соответственно, — к проникновению магн. поля через токовый слой. Последнее явление сопровождается пересоединением силовых линий магнитного поля (рис. 4,б), в силу чего оно получило название — м а г н и т н о е п е р е с о е д и н е н и е. Возникает сильное магнитное поле поперёк токового слоя, которое создаёт магнитную силу, стремящуюся разорвать токовым слой (рис. 5). Под действием этой силы плазма выбрасывается из области слоя с большой скоростью.

Г о р я ч а я ф а з а вспышки соответствует стадии существования высокотемпературной корональной области магн. пересоединения (рис. 4,в, пунктир). Здесь главным каналом выделения энергии явл. джоулев нагрев плазмы с аномальным сопротивлением. В охлаждении такого высокотемпературного турбулентного токового слоя играют важную роль насыщенные тепловые потоки.

Итак, источник энергии вспышки — токовый слой — расположен на пре-

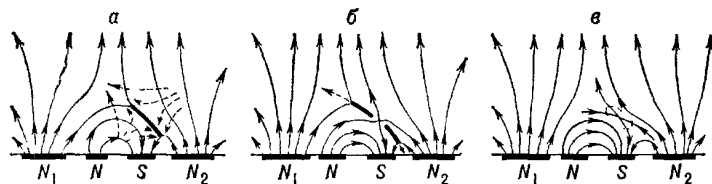


Рис. 4. Стадии развития токового слоя (жирная линия) в атмосфере Солнца. Сплошные линии — магнитное поле полюсов N , N_1 , N_2 , S , штриховые — движение плазмы с вмороженным магнитным полем: а — квазистационарный предвспышечный токовый слой с кулоновской проводимостью; б — быстрая перестройка (разрыв) токового слоя — взрывная фаза вспышки; в — квазистационарное магнитное пересоединение в области аномального сопротивления — горячая фаза вспышки.

новской проводимостью; б — быстрая перестройка (разрыв) токового слоя — взрывная фаза вспышки; в — квазистационарное магнитное пересоединение в области аномального сопротивления — горячая фаза вспышки.

дельной силовой линии магн. поля в короне. Поток тепла и ускоренных частиц распространяются вдоль магн. силовых линий и вызывают нагрев хромосферы по разные стороны от нейтральной линии фотосферного магн. поля. Так образуются вспышечные «ленты», наблюдаемые в H_α (рис. 1) и др. хромосферных линиях. Сама нейтральная линия фотосферного поля остаётся тёмной, т. к. потоки энергии к ней не поступают. Это обусловлено тем, что она почти всегда не связана силовыми линиями с токовым слоем.

Наличие неск. каналов освобождения энергии в токовом слое — теплота, излучение, гидродинамич. течения плазмы, ускоренные частицы — определяет большое многообразие физ. процессов, вызываемых В. на С. в атмосфере

поля и т. д.) приводит к сложной картине В. на С. и их богатому разнообразию.

Лит.: Проблемы солнечной активности и космической система «Прогноз», под ред. С. Н. Вернова, М., 1977; З и р и н Г., Солнечная атмосфера, пер. с англ., М., 1969; Сыроватский С. И., Ключевые вопросы теории вспышек, «Изв. АН СССР. Серия физич.», 1979, т. 43, № 4, с. 695—707; Сомов В. В., Сыроватский С. И., Физические процессы в атмосфере Солнца, вызываемые вспышками, «УФН», 1976, т. 120, в. 2, с. 217—57; Сомов В. В., Быстрое магнитное присоединение и транзитные явления с ускорением частиц в солнечной короне, «Изв. АН СССР. Серия физич.», 1981, т. 45, № 4, с. 576—78; Priest E. R., Solar magnetohydrodynamics, Dordrecht — Boston, 1982. Б. В. Сомов.

ВТОРАЯ КОСМИЧЕСКАЯ СКОРОСТЬ

— см. Параболическая скорость. **ВЫРОЖДЕННЫЙ ГАЗ** — газ, в к-ром квантовомеханич. влияние частиц друг на друга существенным образом сказывается на его физ. св-вах (давлении, теплоёмкости и т. д.). Взаимное влияние обусловлено тождественностью частиц. Заполнение частицами квантовых состояний зависит от наличия в данных состояниях других частиц того же рода.

Эффектами тождественности частиц можно пренебречь, пока ср. расстояние между ними $r \sim N^{-1/3}$ намного превышает длину волны де Бройля $\lambda = h/mv$ (m — масса частицы, v — её скорость, h — Планка постоянная, N — концентрация частиц). При $r \lesssim \lambda$ газ становится сильно вырожденным. Условие вырождения выполняется при достаточно низких темп-рах T (для идеального газа $v \sim \sqrt{T}$) и высокой концентрации частиц.

Характер влияния тождественных частиц друг на друга различен для частиц с целым (бозе-газ) и полуцелым (ферми-газ) спином, поэтому различны и св-ва бозе- и ферми-газов. Для астрофизики наибольший интерес представляют вырожденные ферми-газы — электронный В. г. и В. г. нейтронов.

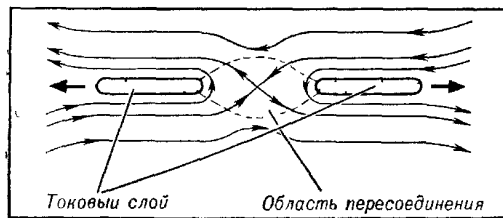


Рис. 5. Действие магнитного поля на токовый слой в области аномального сопротивления. Силовые линии магнитного поля, проникая внутрь слоя, приобретают форму петель, которые, подобно упругим нитям, стремятся разорвать токовый слой. Жирные стрелки — направления выброса плазмы.

Солнца, напр. тепловые и ударные волны, радио- и жёсткое рентг. излучение ускоренных электронов, ядерные реакции и порождаемое ими γ -излучение. Разным процессам выделения энергии соответствуют различные характерные времена и мощности, что наряду с др. факторами (пространственная неоднородность токового слоя, неодновременность эволюции различных его частей, конфигурация реального магн.

Фермионы (частицы с полуцелым спином) подчиняются принципу Паули, согласно которому в каждом квантовом состоянии может находиться одновременно не более одной частицы данного сорта. Число возможных квантовых состояний для ферми-частиц с абс. величиной импульса (p), лежащей в интервале между p и $p + dp$, в объеме V равно $(2s + 1)4\pi p^2 dp V / h^3$, где s — спин частицы. У электронов, протонов, нейтронов спин $s = 1/2$, т. е. множитель $(2s + 1)$, учитывающий ориентацию спина частиц, равен 2. При очень низких температурах частицы заполняют все состояния, вплоть до состояния с граничным импульсом, зависящим от их концентрации, $p_F = (3/8\pi)^{1/3} h N^{1/3}$. В случае нерелятивистского свободного газа соответствующая граничная энергия (энергия Ферми)

$$\mathcal{E}_F = \frac{p_F^2}{2m} = \frac{(3/8\pi)^{2/3} h^2 N^{2/3}}{2m}.$$

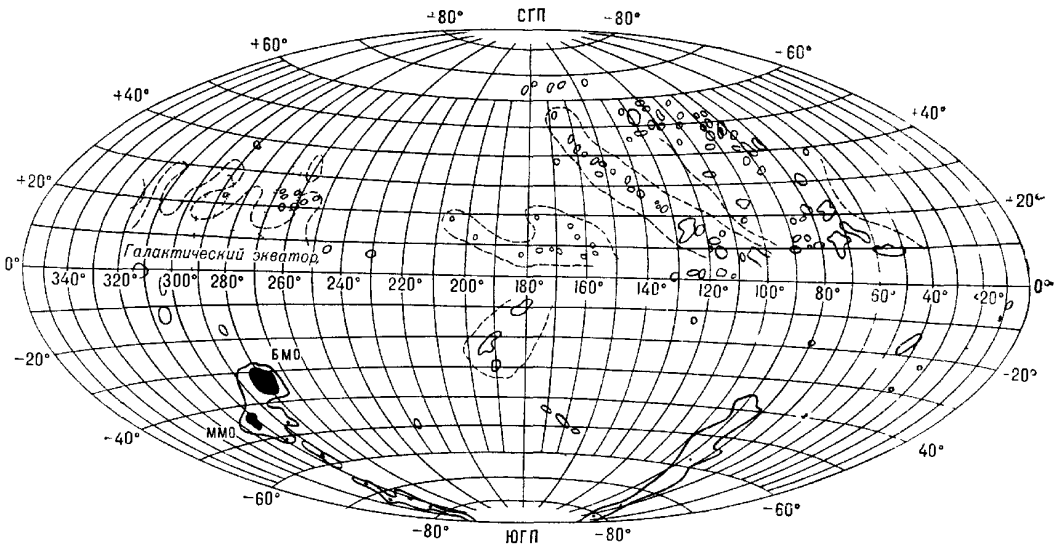
Темп-ра $T \sim \mathcal{E}_F / k \approx 10^{-11} (m_e / m) N^{2/3} (K)$ наз. температурой вырождения (m_e — масса электрона, k — Больцмана постоянная). При очень высоких плотностях ($\rho > 10^6$ г/см³) элек-

тронный В. г. становится ультрарелятивистским: $\mathcal{E}_F = p_F c \gg m_e c^2$.

Давление нерелятивистского вырожденного электронного газа $p_e = 2,3 \cdot 10^{-27} N^{2/3}$ дин/см², а ультрарелятивистского $p_e = 2,37 \cdot 10^{-17} N^{1/3}$ дин/см². Именно градиент давления В. г. электронов уравнивает силу тяжести в *белых карликах*. В *нейтронных звездах* эту роль играет градиент давления В. г. нейтронов. Вырожденный нерелятивистский газ нейтронов при той же концентрации имеет давление в $m_p / m_n \approx 1839$ раз меньше, чем В. г. электронов.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, 3 изд., ч. 1, М., 1976. Р. А. Сюняев.

ВЫСОКОШИРОТНЫЕ И ВЫСОКОСКОРОСТНЫЕ ОБЛАКА — газовые облака в Галактике, наблюдаемые гл. обр. на высоких галактич. широтах и имеющие большие лучевые скорости (рис.). Большинство таких облаков движется к галактич. плоскости. Их скорости вдоль луча зрения, определяемые по *Доплера эффекту*, достигают в отдельных случаях —300 км/с (знак минус означает приближение к наблюдателю). В центр. области Галактики (до высот ≈ 2 кпк над галактич. пло-



Распределение на небесной сфере высокоскоростных облаков, наблюдаемых в радиолинии водорода 21 см (Дейвис, 1974 г.); СГП — северный галактический полюс, ЮГП — южный галактический полюс. Сплошной линией указаны границы облаков по уровню 0,5 максимальной интенсивности их радиоизлучения. Штриховыми линиями отмечены области, являющиеся (по Дейвису, 1972 г.) проекциями на небесную сферу далеких спиральных рукавов изогнутого диска Галактики. Пунктиром показаны области, газ в к-рых имеет положительные лучевые скорости. БМО и ММО — Большое и Малое Магеллановы Облака.

скостью) обнаружены также облака газа, удаляющиеся от центра Галактики со скоростями, возможно, превосходящими *параболическую скорость*. В. и в. о. имеют довольно сложную клочковатую структуру. Типичное количество атомов водорода на луче зрения (в столбе сечением 1 см^2) $\sim 10^{20} \text{ см}^{-2}$. Темп-ра газа в них, по-видимому, не превосходит неск. сотен К.

В. и в. о. наблюдают как в *радиолинии водорода 21 см*, так и в оптич. линиях водорода (H_α и H_β), а также в спектр. линиях поглощения ионов СII (УФ-диапазон) при наблюдениях звёзд Магеллановых Облаков на про-свет через гало Галактики.

В. и в. о. не представляют единой популяции объектов. Разные образования имеют существенно разную природу. Магелланов поток, напр., представляющий собой протяжённое облако межгалактич. газа (на рис. изображён в виде длинной прерывистой дуги в Южном полушарии), возник, вероят-

но, в результате приливного воздействия Галактики на Магеллановы Облака. Внегалактич. природу имеют и нек-рые огромные (размеры от многих десятков до сотен кпк) облака, наблюдаемые в линии 21 см рядом с др. галактиками, напр. с М81 (Туманность Андромеды).

Др. высокоскоростные облака явл., возможно, наиболее внеш. частями галактич. спиральных рукавов. Они видны на высоких галактических широтах из-за искривления внешних частей диска Галактики (см. *Межзвёздный газ*). Нек-рая часть облаков была, возможно, когда-то выброшена из центра Галактики при происходивших там $\sim 10^7$ — 10^8 лет назад активных процессах. По крайней мере, В. и в. о. в области галактич. центра скорее всего связаны именно с его активностью.

Лит.: Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Физика межзвездной среды, М., 1979; Галактическая и внегалактическая радиоастрономия, пер. с англ., М., 1976.
Н. Г. Бочкарев,



ГАЗОВАЯ ПОСТОЯННАЯ (R) — одна из осн. физ. констант, входит в ур-ние состояния 1 моля идеального газа: $pV = RT$, где p — давление, V — объём 1 моля газа, T — абс. темп-ра. Г. п. численно равна работе расширения 1 моля идеального газа под постоянным давлением при нагревании на 1К. С др. стороны, разность молярных теплоёмкостей при постоянном давлении и постоянном объёме $c_p - c_v = R$ для всех сильно разреж. газов. $R = (8,31441 \pm 0,00026)$ Дж/(моль·К) = $(8,31441 \pm 0,00026) \cdot 10^7$ эрг/(моль·К).

ГАЗОВЫЕ ТУМАННОСТИ — см. *Туманности*.

ГАЛАКТИЧЕСКИЕ КООРДИНАТЫ — см. *Координаты астрономические*.

ГАЛАКТИЧЕСКИЙ ЦЕНТР — центральная область Галактики радиусом ≈ 1 кпк с отличными от её остальных частей характеристиками. Г. ц. находится в направлении созвездия Стрельца (Sagittarius) на расстоянии ≈ 10 кпк от Солнца. Наличие межзвёздной пыли в галактич. плоскости препятствует оптич. наблюдениям Г. ц. (поглощение света в направлении Г. ц. превышает 27^m), но практически не мешает наблюдениям в ИК-, радио-, рентг. и гамма-областях спектра. Все имеющиеся данные о центр. части Галактики получены путём интерпретации линейчатого и непрерывного излучения диффузной среды — газа и пыли — в ИК- и радиодиапазонах. Звёздное население в Г. ц. непосредственно не наблюдается (в пределах области с радиусом 1 кпк), хотя косвенные данные указывают, что в звёздах сосредоточено более 99% массы этой области (остальное вещество — это газ с ничтожной примесью пыли).

Распределение массы (M) в Г. ц. исследуется по скорости (v) движения газовых облаков вокруг Г. ц. (круговая скорость $v_{кр} = \sqrt{GM/R}$), к-рая определяется по смещению или ширине спектр. линий нейтрального водорода (*радиолинии водорода 21 см*), рекомбинационных

радиолиний возбуждённого водорода, линий поглощения молекул OH, CO, H₂CO и др.

Из того факта, что $v_{кр}$ облаков газа почти не зависит от R (и равна $\approx 200 \pm 50$ км/с) следует, что полная пространственная плотность вещества звёзд, газа и пыли в Г. п. $\rho \sim R^{-2}$ (рис. 1). Поверхности постоянной пространств. плотности звёзд в Г. ц. имеют форму сплюснутого сфероида с отношением осей 1:2. Кроме распределения пространств. плотности, о звёздном населении Г. ц. почти ничего неизвестно.

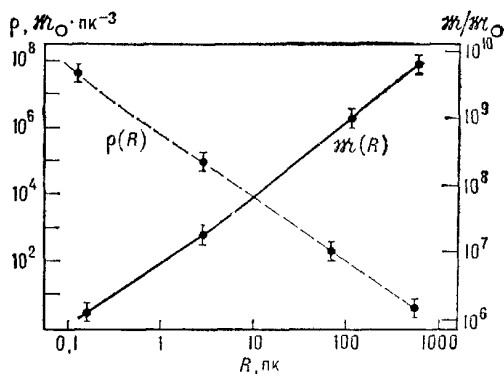


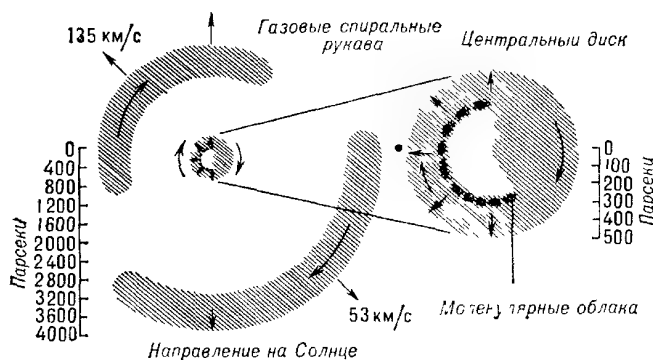
Рис. 1. Распределение полной плотности ρ и массы M в центре Галактики в объёме с радиусом $R \approx 1000$ кпк.

Распределение диффузной среды в этой области имеет очень сложный характер (рис. 2). В ней имеется вращающийся диск из молекулярного и атомарного водорода. Радиус диска составляет ок. 600 кпк, масса газа в диске $\approx 2 \cdot 10^7 M_\odot$, в т. ч. нейтрального атомарного водорода $\approx 4 \cdot 10^6 M_\odot$ (остальной газ находится в форме плотных облаков молекулярного водорода H₂). Ось вращения центр. газового диска наклонена на неск. градусов по отношению к оси вращения Галактики.

Область Г. ц. радиусом 150 кпк заполнена ионизов. водородом (область HII) с массой газа $\approx 1,4 \cdot 10^6 M_\odot$,

температурой 5000K и ср. концентрацией частиц $\sim 10 \text{ см}^{-3}$. В этой же области видны отдельные дискретные источники теплового излучения с радиусами $\sim 10 \text{ пк}$, электронной концентрацией

расположены мощные очаги звездообразования. Движение газовых облаков в Г. ц. носит сложный характер: наблюдается не только круговой, но и радиальный компонент скорости, направленный преимущественно от центра.



Источник Sgr A West совпадает с динамич. центром Галактики и имеет размер $\sim 10 \text{ пк}$. Эту область принято наз. ядром Галактики. В ядре обнаружены точечные источники, отождествленные по наблюдениям линии поглощения

Рис. 2. Схематическое изображение распределения газа в области галактического центра.

$\sim 100 \text{ электрон/см}^3$ и массами $10^3 - 10^4 M_{\odot}$. Ионизация газа в Г. ц. связана с высоким темпом звездообразования и с большим количеством молодых горячих звезд. В Г. ц. в области радиусом 50 пк находится около 100 звезд спектрального класса O6V. Поток ИК-излучения от Г. ц. в значительной степени связан с излучением пыли, нагретой горячими O-звездами и красными гигантами и сверхгигантами.

Среди источников радиоизлучения в Г. ц. (рис. 3) выделяются три: Стрелец A Западный (Sgr A West), Стрелец A Восточный (Sgr A East) и Стрелец B2 (Sgr B2). Последние два явл. молекулярными облаками с массами $\sim 10^6 M_{\odot}$, радиусами 20 пк и расстоянием от центра Галактики $\approx 100 - 200 \text{ пк}$. В них

СО с красными гигантами, а также отдельные плотные газовые конденсации размером $\sim 0,1 \text{ пк}$.

Динамика газа в Г. ц. изучалась по наблюдениям линии NeII (12,8 мкм), к-рые показали, что с приближением к центру скорость движения газовых облаков возрастает: если на расстоянии 2 пк от центра она составляет 150 км/с, то на расстоянии 0,4 пк — уже 300 км/с. Некоторые исследователи полагают, что это связано с активностью Г. ц. и наличием в центре Галактики массивной ($\sim 10^6 M_{\odot}$) черной дыры, но выдвигаются также аргументы против этой гипотезы. Осн. из них — низкая активность ядра Галактики, плохо совместимая с присутствием в Г. ц. черной дыры. Напр., рентг. светимость ядра в диапа-

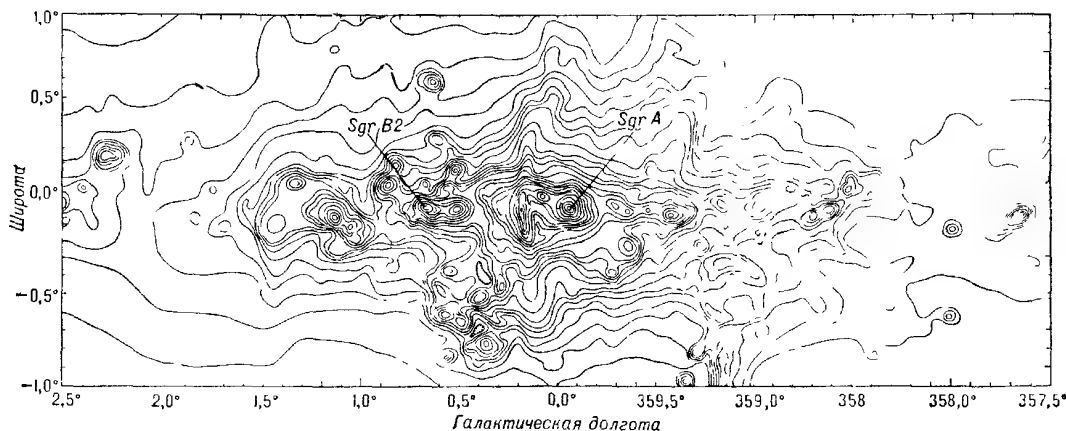


Рис. 3. Радиокарта центральной части Галактики (по данным исследований на волне 6 см, Эффельсберг, Бонн).

зоне 2—10 кэВ не превышает 10^{36} эрг/с, тогда как не очень активное ядро туманности Андромеды, по-видимому, имеет рентг. светимость $\sim 10^{38}$ эрг/с, а активные ядра сейфертовских галактик $\sim 10^{42} - 10^{45}$ эрг/с.

В Sgr A West обнаружено «ядрышко» размером ок. $0,01''$, генерирующее мощное нетепловое радиоизлучение в сантиметровом диапазоне длин волн. В его центре методами межконтинентальной радиоинтерферометрии на волне 3,8 см (см. *Радиоинтерферометр*) зарегистрировано ещё более яркое пятно, к-рое даёт четверть всего излучения. Размер этого пятна ничтожно мал — менее $0,001''$ (менее 10 а. е.). Причём найдена лишь верхняя граница размера ядрышка, в действительности оно может быть значительно меньше. Светимость ядрышка в радиодиапазоне $\sim 10^{33}$ эрг/с, а его яркостная температура $\sim 10^{10}$ К. При этом светимость единицы объёма излучающей области почти не уступает объёмной светимости квазаров.

Лит.: Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Физика межзвездной среды, М., 1979; Кардашев Н. С., Феноменологическая модель ядра Галактики, в кн.: Итоги науки и техники. Серия Астрономия, т. 24, М., 1983. В. Г. Сурдин.

ГАЛИЛЕЕВЫ СПУТНИКИ Юпитера — система из четырёх луноподобных спутников Юпитера, открытых итал. учёным Г. Галилеем в 1610 г. Нем. астроном С. Майр (Марий) в 1614 г. назвал их Ио, Европа, Ганимед и Каллисто (часто они нумеруются: JI, JII, JIII, JIV). Эти названия Г. с. сохранились до наших дней. Открытие Г. с. показало, что геоцентрич. восприятие мира неверно, поскольку и другие небесные тела могут быть центрами движения.

В 1675 г. датский астроном О. Рёмер использовал Г. с. для первых измерений скорости света. К началу космич. эры у Юпитера было известно уже 12 спутников. Фотографии, полученные КА США «Вояджер-1 и -2» (максимальное сближение с Юпитером 350 тыс. км 5 марта 1979 г. и 722 тыс. км 9 июля 1979 г. соответственно), позволили довести число открытых спутников Юпитера до 15. Было открыто также примыкающее к Юпитеру кольцо (внеш. его край расположен на расстоянии ок. 126 тыс. км от облачного покрова Юпитера). Массы Г. с. достаточно велики, чтобы оказывать гравитац. влияние на движение друг друга. Поэтому

их орбитальные периоды (см. табл.) соизмеримы (как 1 : 2 для пар JI — JII, и JII — JIII и приблизительно как 3 : 7 для JIII — JIV).

Параметры Галилеевых спутников

	Спутники			
	Ио	Европа	Ганимед	Каллисто
Расстояние от центра Юпитера				
в тыс. км	422	671	1070	1880
в радиусах Юпитера	5,95	9,47	15,1	26,6
Орбитальный период, сут	1,77	3,55	7,16	16,69
Масса, 10^{23} кг	0,892	0,487	1,490	1,065
Радиус, км	1820	1565	2640	2420
Средняя плотность, г/см ³	3,53	3,03	1,93	1,79
Доля льдов по массе, %*	0	8,4	42,5	50
Магн. поле на орбите, 10^{-6} тесла	2,0	0,51	0,125	0,023
Генерируемая эдс, кВ* . . .	414	159	113	35
Макс. сила тока, МА* . . .	18	3,9	1,6	0,3
Макс. электр. энерг. выделение, 10^{12} Вт* . .	7,45	0,62	0,18	0,01
Приливное энерговыделение в однородном твёрдом спутнике, 10^{12} Вт*	1,6	0,08	—	—
Радиоактивное энерговыделение, 10^{12} Вт* . .	0,45	0,22	0,43	0,27

* Согласно косвенным расчётам.

Ср. плотность вещества Г. с. составляет соответственно 3,5; 3,0; 1,9 и 1,8 г/см³, т. е. плотность спутников падает по мере удаления от Юпитера. Это связано, по-видимому, с возрастанием содержания в них т. н. льдов (вода, углеводороды, возможно, аммиак в твёрдом состоянии). Если льды на Ио практически отсутствуют, то содержание их на Каллисто достигает $\approx 50\%$ (их плотность при высоком давлении $\approx 1,2$ г/см³). Макс. поверхностная темп-ра Г. с. лежит в пределах 135—165 К, так что они должны быть покрыты льдом. Лёд H₂O был найден спектроскопически на Европе и Ганимеде, некоторые признаки его есть в спектре Каллисто. Парадоксальны отражающие св-ва поверхности Г. с.: альbedo

падает от $\approx 0,65$ для Ио и Европы до 0,19 для Каллисто

Выделение энергии радиоактивного распада в скальных породах ведёт к повышению темп-ры Г. с. с глубиной, содействует гравитац. разделению льдов и «скал» и возникновению у Г. с. скальных ядер. Первые модели строения спутников предполагали наличие жидкой воды под ледяной корой толщиной ~ 100 км. Считалось, что теплота отводится наружу благодаря теплопроводности льда. Однако оказалось, что механизм твердотельной термич. конвекции во льду способен без наличия жидкой воды обеспечить вынос энергии в $\sim 10^3$ раз больший, чем механизм теплопроводности. Поэтому ядра внеш. Г. с. должны быть окружены твердыми оболочками из льдов с вкраплением обломков скальных пород, захваченных конвекцией (конвекция в оболочках подобна глобальной тектонике на Земле). На изображениях, полученных «Вояджером-1 и -2» с разрешением до 1—3 км (рис. 1), на Каллисто и особенно на Ганимеде кроме метеоритных кратеров видны многочисленные сдвиги, террасы, проборожденные системами пересекающихся и параллельных ложбин, следы сбросов, разломов и т. п. По-видимому, малая прочность льдов и их текучесть не дают возможности появиться высоким горам (высота рельефа порядка неск. сотен м). Интересно наличие как на Каллисто, так и на Ганимеде двух почти антиподных крупномасштабных структур (радиусом 600—1500 км), состоящих минимум из 8—10 кольцевых концентрич. валов. Структуры напоминают затопленные лавой гигантские ударные кратеры на Луне и Меркурии. Однако отсутствие центр. кратера и радиальных выбросов, а также уменьшение числа мелких ударных кратеров по мере приближения к центру этих структур позволяют предположить, что это — места выхода восходящих конвективных потоков в ледяной оболочке

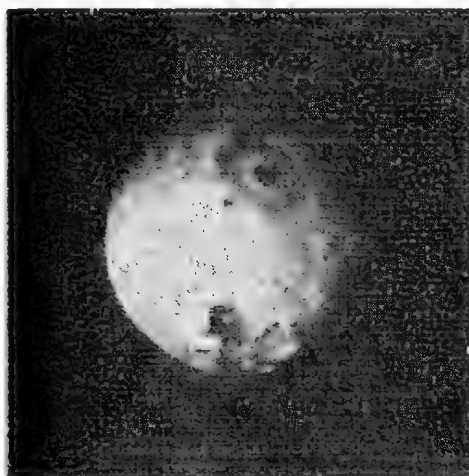
Плотность метеоритных кратеров на Каллисто — самая высокая в Солнечной системе, на Ганимеде их плотность раза в три меньше и сопоставима с лунной, хотя должна была бы быть вдвое большей из-за притяжения метеоритов Юпитером. Т. о., поверхность у Каллисто более древняя, чем у Ганимеда, и возможно, сохранилась со времени возникновения Г. с. За время жизни

Солнечной системы с поверхности Г. с. мог испариться слой льда толщиной ≈ 1 м, а поверхность оказаться покрытой содержащимися во льду инородными включениями. Этим можно объяснить низкое альbedo Каллисто.

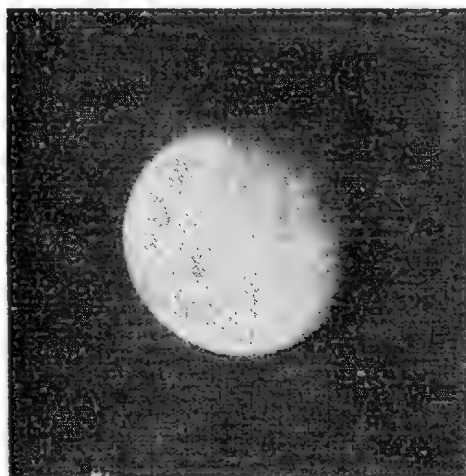
На Европе больших кратеров вообще нет. Найдены всего три кратера диаметром ≈ 20 км и следы многих мелких, откуда следует, что ее светлая ледяная поверхность не старше неск. сотен млн. лет. Для Европы характерны многочисл. темные (реже светлые) полосы шириной от неск. км до ≈ 70 км, напоминающие разломы, с перепадом высот не больше неск. десятков м. Полосы пересекают друг друга, некие образуют круги, иногда опоясывающие весь спутник. Природа полос пока неясна.

На Ио ударные кратеры не обнаружены; по-видимому, поверхность Ио быстро изменяется, ее возраст оценивают примерно в 10 млн. лет. Поверхность покрыта кратерами потухших вулканов, в полярных районах грозятся горы высотой до 10 км. Наиболее впечатляющим явилось открытие «Вояджером-1» восьми действующих вулканов, необычно активных по земным масштабам. Высота вулканич. выбросов достигает 100—200 км, что соответствует начальной скорости выбросов 0,6—1 км/с (на Земле редко 0,3—0,6 км/с); ко времени пролета «Вояджера-2» один вулкан потух, но по крайней мере шесть продолжало действовать. Все они расположены в низких широтах. В этом же поясе, но в значит. степени антиподно вулканам, обнаружены обширные нагретые области с темп-рой на ≈ 50 К выше, чем у окружающей поверхности. Наземные наблюдения показали, что в районах вулканич. активности существуют также области с темп-рой ≈ 560 К, но их площадь составляет лишь $\approx 5 \cdot 10^{-5}$ поверхности диска Ио.

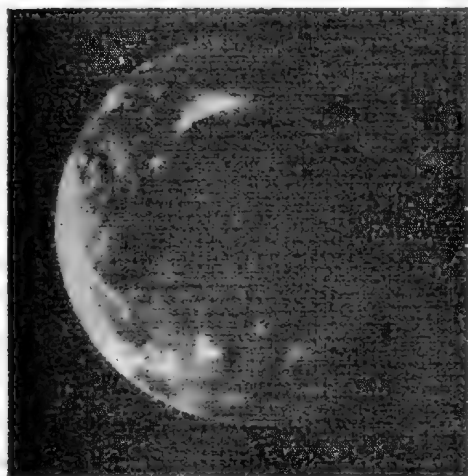
Открытие мощного вулканизма на Ио было для большинства исследователей совершенно неожиданным, т. к. для его существования необходимы наличие летучих веществ и дополнит. источник энергии (на Луне и Марсе сейчас нет активных вулканов). На Земле роль газа, обуславливающего извержение, играют пары воды, на Ио, как показал спектр. анализ, это O_2 , а возможно, и пары серы, к-рой, по-видимому, покрыты обширные участки поверхности.



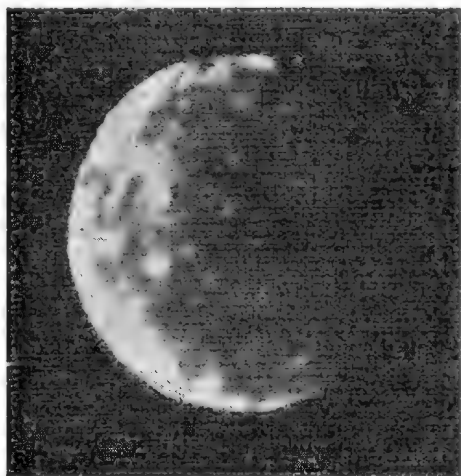
Ио



Европа



Ганимед



Каллисто

Рис. 1. Фотографии Галилеевых спутников («Вояджер», США, 1979 г.): Ио, Европы, Ганимеда, Каллисто.

Воды на Ио пока не обнаружено, хотя в плазменном кольце (точнее, торе), протянувшемся вдоль орбиты Ио и образованном вулканич. газами, содержание ионов кислорода превосходит содержание ионов серы более чем в пять раз.

Существование вулканов на Ио связано с энергетикой приливных воздействий со стороны Юпитера. Осевое вращение Г. с. практически синхронно с орбитальным, но двигаясь по слабо-эксцентричным орбитам (эксцентри-

ситет $e = 0,004$ для Ио и $0,01$ для Европы), Г. с. испытывают действие периодически изменяющихся сил притяжения к Юпитеру. Переменные гравитац. силы изменяют деформацию Г. с., и энергия деформации частично превращается в теплоту, нагревающую недра Г. с. Для Ио выделяющейся теплоты достаточно, чтобы расплавить вещество недр. При этом деформация твёрдой коры еще более усиливается, что ведёт к прогрессирующему увеличению приливного энерговыделения.

В результате, согласно расчётам, в твёрдом состоянии остаётся поверхностная кора толщиной всего лишь ок. 18 км. Однако приливное энерговыделение максимально в высоких широтах, и не очень понятно, как тонкая кора здесь может поддерживать высокие горы и почему, с др. стороны, вулканы и нагретые области расположены в низких широтах.

Др. источником энергии явл. магн. поле Юпитера. Магнитосфера — об-

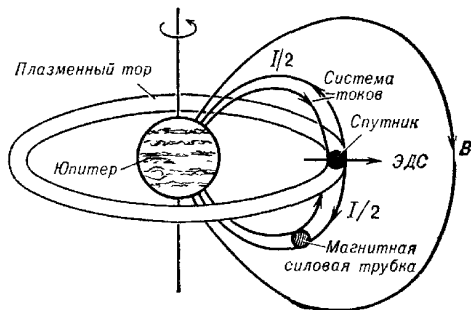


Рис. 2. Схема взаимодействия Ио с магнитосферой Юпитера; I — ток, текущий через тело спутника (Ио).

ласть, где сосредоточена околопланетная разреженная плазма с «замороженным» в неё магн. полем Юпитера, вращается вплоть до орбиты Каллисто почти как целое вместе с планетой (период ≈ 10 ч). Поскольку Г. с. движутся по орбитам медленнее, с периодами, превышающими 10 ч, в них наводится эдс и возникает электрический ток, к-рый протекает через ионосферы и тела спутников и замыкается через окружающую плазму (см. *Магнитосферы планет*). Ток течёт вдоль магн. силовой трубки, заключающей спутник, и замыкается в верхних слабоионизованных слоях атмосферы Юпитера (рис. 2). Протекание тока порождает различные неустойчивости плазмы, ведущие, в частности, к генерации радиоволн. Декаметровое радиоизлучение (мощностью $\sim 10^8$ Вт), связанное с Ио, известно с 60-х гг. 20 в. Из данных «Вояджера-1» можно заключить, что через Ио и его ионосферу течёт ток ≈ 10 МА. Производство тока на эдс даёт верхнее значение электрич. мощности, к-рая может выделяться в теле спутника. Оно может быть много больше мощности радиоактивного энерговыделения.

Особенности строения Ио можно попытаться объяснить, напр., в рамках следующей модели. Поскольку макс. эдс генерируется в спутнике между самой близкой и самой далёкой относительно Юпитера точками, лежащими на экваторе спутника, то макс. джоулева энергия выделяется в низких широтах, где и расположены вулканы. Энерговыделение размазывается по долготе из-за слабой асинхронности осевого и орбитального вращений, вызванной приливным воздействием поля тяготения Юпитера. Избыточное энерговыделение в низких широтах вызывает глобальную конвекцию вещества спутника, направленную у поверхности от экватора к полюсам, где при столкновении формирующих кору плит вырастают горы.

Однако недавние измерения теплового потока с Ио показали, что он составляет $\approx 8 \cdot 10^{13}$ Вт, т. е. сильно превышает возможности электрич. нагрева. Такой поток может быть обеспечен только приливным энерговыделением при наличии жидких недр. Вопрос о природе обнаруженных особенностей строения поверхности Ио остаётся пока открытым.

Система Г. с. всегда играла важную роль при разработке концепций происхождения Солнечной системы. В частности, прежние классич. теории образования планетной системы усматривали определённую аналогию между «скальными» Ио и Европой и планетами земной группы, с одной стороны, и между ледяными Ганимедом и Каллисто и планетами-гигантами — с другой. Считалось, что в обоих случаях различие обусловлено отгоном летучих компонентов (газов, паров воды) на периферию системы под действием излучения горячего центр. тела. Однако расчёты сжатия молодого Юпитера показали, что его темп-ра никогда не превышала 612К, так что у тела, нагреваемого излучением Юпитера, на орбите Ио темп-ра не могла быть больше 145К, и вода здесь могла конденсироваться. Это заставляет с разных позиций подходить к процессам формирования планет Солнечной системы и Г. с.

Дальнейшее изучение Г. с. имеет большое значение для решения проблемы происхождения Солнечной системы и путей её эволюции.

Лит.: Маров М. Я., *Планеты Солнечной системы*, М., 1981; Юпитер, т. 1—3, пер. с англ., под ред. Т. Герелса, М., 1978—79. Э. М. Дробышевский.

ГАММА (γ) — единица напряжённости магн. поля, $1\gamma = 10^{-5}\text{Э}$ (эрстед).
ГАММА-АСТРОНОМИЯ

Содержание:

1. Введение	203
2. Механизмы генерации гамма-излучения	203
3. Методы регистрации космического гамма-излучения	204
4. Результаты астрономических исследований в гамма-диапазоне спектра	205

1. Введение

Гамма-астрономия исследует космич. объекты и процессы по характерному для них жёсткому эл.-магн. излучению с энергией фотонов, превышающей примерно 100 кэВ. Такие фотоны образуются, как правило, при взаимодействиях частиц высоких энергий. Поэтому уже в 50-х гг. 20 в. изучение космич. гамма-излучения (ГИ) рассматривалось как уникальный метод обнаружения энергичных частиц (протонов, электронов и др.) в удалённых областях Вселенной. Особый интерес представляло ГИ, возникающее при взаимодействиях протонов и ядер высоких энергий, когда практически не генерируется эл.-магн. излучение в др. диапазонах длин волн.

Атмосфера Земли препятствует проникновению ГИ до земной поверхности, рассеивая и поглощая фотоны ГИ на высотах 30—50 км. Фотоны ГИ с энергией $\varepsilon \lesssim 20$ МэВ испытывают *комптоновское рассеяние*, а фотоны больших энергий порождают электрон-позитронные пары (см. *Взаимодействие излучения с веществом*). Наблюдения в диапазоне энергий фотонов от 100 кэВ до 10 ГэВ должны поэтому проводиться с помощью гамма-телескопов, установленных либо на КА, либо на высотных аэростатах. Фотоны с энергией $\varepsilon > 10$ ГэВ могут быть зарегистрированы наземными установками по черенковскому излучению электронов, порожждённых их взаимодействием с атмосферой (см. *Черенкова — Вавилова излучение*).

В 70-х гг. 20 в., после запуска специализированных спутников-обсерваторий, у многочисленных астрофизич. объектов (активных областей на Солнце, нек-рых пульсаров, ядер активных галактик, квазаров) было обнаружено весьма мощное ГИ. Наблюдения в γ -диапазоне привели также к ряду неожидан-

ных результатов. Среди них следует отметить открытие мощных всплесков космич. ГИ с энергией фотонов ε от 0,1 МэВ до неск. МэВ (см. *Гамма-всплески*), а также открытие галактич. дискретных источников ГИ с $\varepsilon > 100$ МэВ.

Диапазон ГИ очень широк, его принято делить на неск. участков со своими научными задачами и методикой наблюдений:

область мягкого ГИ с $\varepsilon \approx 0,1\text{—}5$ МэВ ($\lambda \approx 0,12\text{—}0,24 \cdot 10^{-2}\text{Å}$),

область промежуточных энергий с $\varepsilon \approx 5\text{—}50$ МэВ ($\lambda \approx 2,4 \cdot 10^{-3}\text{—}2,4 \cdot 10^{-4}\text{Å}$),

область жёсткого ГИ с $\varepsilon \approx 50$ МэВ—

10 ГэВ ($\lambda \approx 2,4 \cdot 10^{-4}\text{—}1,2 \cdot 10^{-6}\text{Å}$),

область ГИ сверхвысоких энергий с $\varepsilon \gtrsim 10$ ГэВ.

2. Механизмы генерации гамма-излучения

Элементарные процессы генерации ГИ хорошо исследованы теоретич. и экспериментальной физикой; в то же время условия, в к-рых эти процессы протекают в космосе, исследованы недостаточно.

Процессы генерации космич. ГИ можно разделить на три группы.

К первой группе относят генерацию ГИ при взаимодействиях электронов высоких энергий с заряженными частицами. При столкновении электронов с заряженными частицами образуется эл.-магн. излучение с широким по частоте спектром (энергия фотонов ограничена сверху начальной энергией электронов). Это излучение называют тормозным (см. *Тормозное излучение*). При достаточно больших энергиях электронов часть излучения приходится на γ -диапазон. Эл.-магн. излучение в диапазоне ГИ образуется также при движении электронов в магн. поле (*синхротронное излучение*), для генерации синхротронного ГИ необходимы высокие энергии электронов и большие напряжённости магн. полей. Фотоны ГИ могут генерироваться также при рассеянии фотонов малых энергий на релятивистских электронах, этот процесс называют обратным эффектом Комптона (см. *Комптонизация*).

Ко второй группе относят ядерные процессы. Ядерные реакции нередко сопровождаются образованием возбуждённых ядер; при переходе ядер

в осн. состояние излучаются фотоны с энергиями, соответствующими области мягкого ГИ. Среди ядерных спектральных γ -линий особый интерес представляет линия с энергией 2,23 МэВ, связанная с образованием дейтрона при захвате нейтрона протоном; регистрация γ -фотонов с энергией 2,23 МэВ позволяет оценивать потоки свободных нейтронов в удалённых космич. источниках. Осн. источником фотонов ГИ высоких энергий в ядерных реакциях служит распад π^0 -мезонов, генерируемых в реакциях элементарных частиц высоких энергий. Спектр т. н. пионных фотонов ГИ непрерывный; его максимум расположен в области энергий $\varepsilon \approx 70$ МэВ.

К третьей группе относят аннигиляционные процессы. Аннигиляция вещества и антивещества явл. эффективным механизмом генерации ГИ. При аннигиляции электрона и позитрона образуется либо два фотона, каждый с $\varepsilon = 0,511$ МэВ, либо три фотона с непрерывным частотным спектром. Аннигиляция протонов и антипротонов сопровождается образованием большого числа мезонов, в т. ч. и нейтральных, к-рые распадаются на γ -фотоны. Энергетич. спектр этого ГИ близок к тому, к-рый наблюдается при взаимодействии космических лучей с межзвёздным газом.

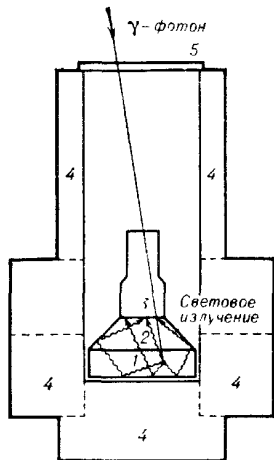
ГИ обладает весьма высокой проникающей способностью. Поглощение ГИ в межзвёздной среде незначительно даже в направлении на центр Галактики, закрытый облаками межзвёздной пыли. ГИ способно пройти к Земле с расстояний $z \sim 10^2$, т. е. в несколько раз больших, чем для фотонов диапазонов видимого излучения. Поглощение в межгалактической среде становится существенным лишь для фотонов с $\varepsilon \gtrsim 100$ ГэВ, где начинает сказываться процесс образования электрон-позитронных пар при столкновениях с фотонами фонового излучения в ИК-области спектра (см. *Фоновое излучение Вселенной*).

3. Методы регистрации космического гамма-излучения

В области мягкого ГИ наблюдения проводятся при помощи сцинтилляционных телескопов с механ. коллиматорами; для защиты от бокового фонового излучения применяются счёт-

чики антисовпадений из неорганич. сцинтилляционных кристаллов. На рис. 1 показана схема типичного гамма-телескопа со сцинтилляционными счётчиками. Угловое разрешение подобных телескопов невелико ($\sim 10^\circ$); более вы-

Рис. 1. Схема гамма-телескопа диапазона низких энергий. Гамма-фотоны с энергией от 0,2 до 12 МэВ поглощаются в сцинтиллирующем кристалле NaI 1; образующееся излучение собирается световодом 2 и регистрируется фотоумножителем 3. Сцинтилляционные счётчики 4 формируют диаграмму направленности телескопа и обеспечивают защиту центрального кристалла от заряженных частиц и диффузного излучения. Входная апертура телескопа защищена от заряженных частиц пластиковым сцинтиллятором 5.



сокое разрешение может быть получено при помощи телескопов двойного комптоновского рассеяния ($\approx 1-2^\circ$ при $\varepsilon \sim 1$ МэВ). Наблюдения ядерных и аннигиляционных γ -линий проводятся при помощи полупроводниковых спектрометров с кристаллами сверхчистого германия, позволяющих получить высокое энергетич. разрешение (до 2 кэВ при $\varepsilon \sim 1$ МэВ).

Наблюдения в области ГИ промежуточных энергий связаны с серьезными экспериментальными трудностями: в этой области эффективность сцинтилляционных детекторов уменьшается, а трековые детекторы, основанные на измерении траекторий электрон-позитронных пар, образуемых γ -фотонами, работают недостаточно эффективно.

Наблюдения жёсткого ГИ проводятся при помощи телескопов, осн. элементом к-рых явл. трековый детектор, позволяющий регистрировать траекторию каждой заряженной частицы, образующейся при поглощении γ -фотонов. Типичная схема телескопа, применяемого в диапазоне жёсткого ГИ, приведена на рис. 2. В качестве трековых детекторов могут использоваться: и с к р о в ы е к а м е р ы, в к-рых вдоль тра-

ектории частицы, ионизирующей атомы газа, развивается искровой пробой и цепочка искр воспроизводит траекторию частицы; дрейфовые камеры, где положение траектории определяется по времени дрейфа электронов от тре-

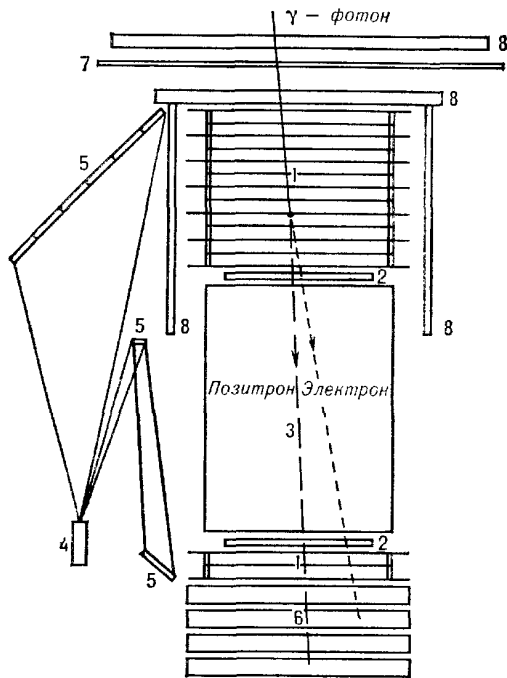


Рис. 2. Схема гамма-телескопа диапазона высоких энергий. Гамма-фотоны с энергией от 50 МэВ до 5 ГэВ поглощаются в конверторах искровых камер 1 и образуют электрон-позитронные пары. Заряженные частицы проходят через сцинтилляционный телескоп 2 и газовый черенковский счётчик 3, в к-рых вырабатывается команда на запуск искровых камер. Изображение искр регистрируется телевизионной камерой 4 с помощью зеркальной системы 5. Энергия фотонов измеряется сцинтилляционным калориметром 6. Защита от заряженных частиц и гамма-лучей, образующихся в стенке спутника 7, обеспечивается системой сцинтилляционных счётчиков 8.

ка частицы до соседних электродов, и др. В телескопы жёсткого ГИ входят также системы для исключения регистрации посторонних заряженных частиц (по схеме антисовпадений), для запуска искровых или дрейфовых камер во время пролёта частиц, возникающих при поглощении фотонов ГИ, для определения энергии регистрируемых частиц. Оsn. недостатком совр. телескопов жёсткого ГИ с трековыми детекторами явл. низкое угловое разрешение ($\approx 5^\circ$ при

$\varepsilon \sim 100$ МэВ). Увеличение разрешения до неск. угловых минут позволило бы решить проблему отождествления дискретных γ -источников с астрофизич. объектами, наблюдаемыми в др. диапазонах спектра.

Наблюдения в области сверхвысоких энергий фотонов ($\varepsilon \gtrsim 10$ ГэВ) проводятся наземными установками по регистрации черенковского излучения. Это излучение генерируется электронами и позитронами ливня частиц, сопровождающего поглощение фотона сверхвысокой энергии в атмосфере (см. Черенкова $\equiv$ Вавилова излучение). Установки для регистрации черенковского излучения представляют собой рефлекторы, фокусирующие вспышку черенковского излучения на систему фотозлектронного усилителя. Эффективная площадь регистрации фотонов (широких атмосферных ливней) достигает при этом 10^5 м².

4. Результаты астрономических исследований в гамма-диапазоне спектра

Область мягкого ГИ явл. естеств. продолжением рентг. диапазона (см. Рентгеновская астрономия). В этом участке спектра наблюдались многие источники рентг. излучения: остатки вспышек сверхновых, пульсары (напр., Крабовидная туманность и находящийся в ней пульсар PSR 0531 - 21), активные галактики (NGC 4151 и Кентавр А) и, возможно, чёрные дыры в тесных двойных системах (Лебедь X-1).

Мощное ГИ образуется во время вспышек на Солнце. При наблюдениях вспышек в авг. 1972 г. было впервые обнаружено линейчатое ГИ космич. источников. Измерения интенсивности аннигиляц. линии с энергией 511 кэВ и ядерных линий с энергиями 2,23 МэВ, 4,43 МэВ и 6,14 МэВ позволили провести исследования механизмов ускорения частиц высоких энергий в солнечных вспышках. Были обнаружены γ -линии в спектрах др. космич. объектов: центра Галактики, радиогалактики Кентавр А, всплесков космич. ГИ. Обнаружена переменность интенсивности аннигиляц. излучения центра Галактики, указывающая на компактность центр. источника (поперечник $\lesssim 0,1$ пк).

Одним из наиболее ярких событий в Г.-а. было открытие мощных всплесков космич. ГИ (см. Гамма-всплески). К 1981 г. точность определения координат всплесков на небесной сфере достиг

ла $\sim 1'$, но, несмотря на это, ни один из источников до сих пор не отождествлён с к.-л. астрофизич. объектом, хотя есть данные, показывающие связь γ -всплесков с нейтронными звёздами.

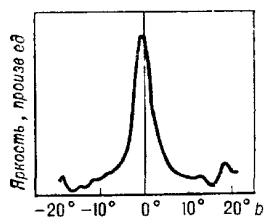


Рис. 3. Распределение яркости диффузного галактического γ -излучения (в произвольных единицах) по галактической широте b в интервале энергий от 300 МэВ до 5 ГэВ в области долгот от 320 до 350° (измерено на спутнике «COS-B», Европейское Космическое Агентство, 1975—79 гг.).

ласть долгот от 320 до 350° (измерено на спутнике «COS-B», Европейское Космическое Агентство, 1975—79 гг.).

Область ГИ промежуточных энергий остаётся до сих пор наименее изученной из-за серьёзных методич. трудностей. В этой области единственным достоверно наблюдавшимся источником явл. пульсар PSR 0531 + 21 в Крабовидной туманности.

Наиболее изучена область жёсткого ГИ. Первые данные о ГИ космич. происхождения были получены в 1968 г., когда при помощи гамма-телескопа, установленного на ИСЗ «OSO-3» (США), удалось зарегистрировать излучение

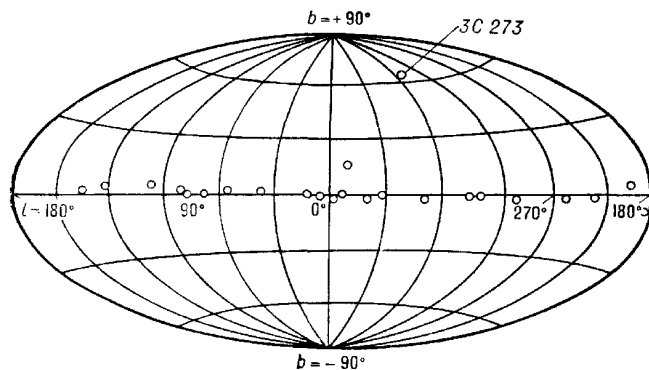


Рис. 4. Положение на небесной сфере дискретных источников γ -излучения, обнаруженных при помощи спутника «COS-B» в 1975—79 гг.

с $\varepsilon > 100$ МэВ от Млечного Пути. Дальнейшие исследования галактич. ГИ на спутниках-обсерваториях «SAS-2» (США, 1972—73 гг.) и «COS-B» (1975—82 гг.) позволили детально исследовать св-ва галактич. диффузного ГИ (т. е. излучения, рождающегося в межзвёздной среде) и объяснить их в рамках модели взаимодействия ядерного и электронного компонентов космич. лучей с межзвёздным газом. Распределение интенсивности диффузного

излучения по галактич. широте и долготе изучено также достаточно подробно (см. рис. 3, а также рис. 12 в ст. Галактика), получена информация о крупномасштабном распределении концентрации космич. лучей в Галактике. Наблюдения на спутниках «SAS-2» и «COS-B» позволили также обнаружить дискретные источники γ -лучей с $\varepsilon > 100$ МэВ. Открыто ок. 30 дискретных источников жёсткого ГИ, большая часть к-рых сосредоточена вблизи галактич. экватора (рис. 4). До сих пор отождествлены лишь три источника: пульсары в Крабовидной туманности и в созвездии Парусов, а также квазар 3C 273. Природа неотожествлённых γ -источников до сих пор остаётся неясной; если ср. расстояние до них принять равным 3—4 кпк, то их светимость в жёстких γ -лучах должна составлять 10^{35} — 10^{36} эрг/с. Не исключено, что нек-рые источники ГИ могут быть связаны с плотными облаками межзвёздного газа, пронизываемыми космич. лучами. Повышенная интенсивность ГИ была обнаружена в направлении туманности Ориона, одной из наиболее изученных областей звездообразования в Галактике; ещё один источник из каталога источников ГИ, составленного по данным «COS-B», может быть связан с плотным облаком в созвездии Змееносца.

Во время наблюдений в области ГИ сверхвысоких энергий, проводившихся наземными установками по регистрации черенковского излучения начиная с 60-х гг. 20 в., было обнаружено ГИ пульсаров в Крабовидной ту-

манности и в созвездии Парусов, источника Лебедь X-3, что подтверждает перспективность данного метода.

О. Ф. Прилуцкий.

ГАММА-ВСПЛЕСКИ — внезапные кратковрем. повышения интенсивности космич. γ -излучения с энергией в десятки и сотни кэВ. Были обнаружены с амер. ИСЗ серии «Вела» (данные опубликованы в 1973 г.). В первые годы изучения Г.-в. наблюдались не чаще 5—8 раз в год и поэтому считались редким

явлением. В конце 70-х гг. были разработаны спец. приборы для исследований Г.-в. Наиболее чувствительные из них (работавшие на советских автоматич. межпланетных станциях «Вене-

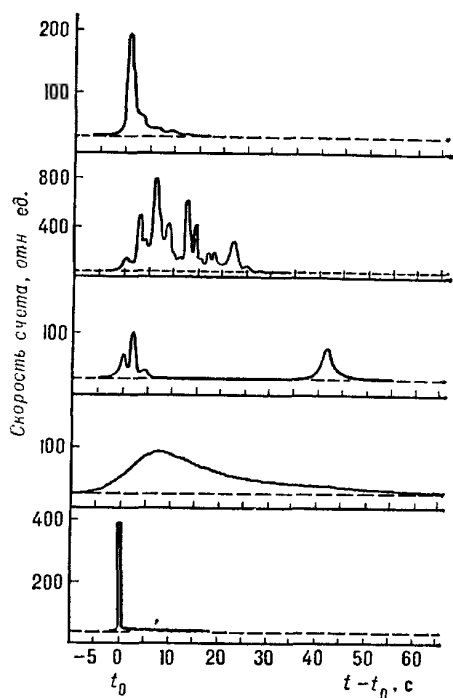


Рис. 1. Типы наблюдаемых гамма-всплесков (по оси ординат отложена интенсивность вспышки, определяемая по скорости счета фотонов, по оси абсцисс — время, отсчитываемое от начала вспышки).

ра-11, -12») позволили регистрировать Г.-в. каждые 2—3 сут.

По мощности излучения Г.-в. существенно превосходят уровень диффузного метagalactic. фона γ -лучей от всего неба и на неск. порядков величины превышают потоки от известных дискретных источников. Временная структура всплесков очень сложна и разнообразна. Полная длительность событий меняется от долей до сотен секунд. Поразительна энергетика явления. Из возможных оценок расстояния до источников Г.-в. следует, что уносимая ими из источника энергия только в γ -диапазоне достигает 10^{40} эрг. Светимость же всей нашей Галактики в этом диапазоне составляет $\approx 5 \cdot 10^{38}$ эрг/с. Эти цифры говорят о том, что источниками Г.-в. явл. астро-

физич. объекты неизвестного ранее вида с совершенно неожиданными и необычными св-вами. Значит, интерес к новому астрофизич. явлению породил множество самых разнообразных гипотез о природе Г.-в. По мере накопления наблюдательных данных круг возможных объяснений сужается. На рис. 1 представлены наиболее характерные типы временных структур Г.-в. (своего рода «кривые блеска»). Эти примеры не передают всего разнообразия Г.-в., но, несомненно, отражают важные особенности процессов генерации излучения в источниках. В ряде случаев во временных профилях всплесков наблюдаются интенсивные короткие импульсы длительностью $\Delta t = 0,01-0,1$ с. Это означает, что источники всплесков очень компактны. Верхний предел на размеры излучающей области определяется расстояниями $\sim c\Delta t \approx 3000$ км.

Индивидуальные различия в энергетич. спектрах Г.-в. выражены менее ярко. Иногда встречаются спектры, близкие по форме к степенным, $dF \sim \sim \epsilon^{-\alpha} d\epsilon$ (рис. 2, а). Но преимущественно наблюдаются спектры вида $dF \sim \epsilon^{-\beta} \exp(-\epsilon/\epsilon_0) d\epsilon$ (рис. 2, б). Как пра-

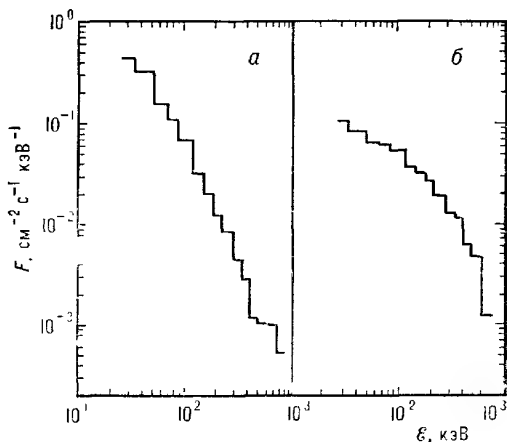


Рис. 2. Характерные энергетические спектры гамма-всплесков: а — степенной, б — экспоненциальный. F — число фотонов в единичном интервале энергий, фиксируемое в единицу времени; ϵ — энергия фотонов.

вило, спектр излучения в ходе всплеска сильно эволюционирует, характеристич. энергия меняется со временем, $\epsilon_0(t)$. Общая черта эволюции состоит в том, что при переходе от начальной к после-

дующим стадиям всплеска формируются более мягкие спектры, излучение с фотонами больших энергий затухает быстрее.

По виду углового распределения источников Г.-в. на небесной сфере и по характеру статистич. зависимости, к-рая описывает рост числа наблюдений всплесков при переходе от сильных (близких) всплесков к более слабым (далёким), было установлено, что источники Г.-в. являются галактич. объектами. Их распределение в пространстве ограничивается по высоте над галактической плоскостью ср. расстоянием $z \sim 1$ кпк и напоминает, по-видимому, распределение промежуточной сферич. подсистемы Галактики. Полное число Г.-в., происходящих в Галактике за год, может достигать $\sim 10^4$.

Изучение мощнейшего всплеска 5 марта 1979 г. и трёх повторных более слабых всплесков в марте и апреле того же года показало, что их общим источником явл. необычный вспыхивающий рентгеновский пульсар в созвездии Золотой Рыбы. Всплеск 5 марта 1979 г. состоял из чрезвычайно интенсивного узкого начального импульса и после-

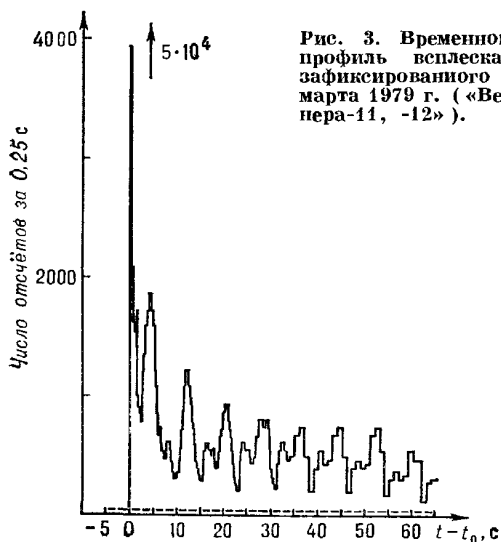


Рис. 3. Временной профиль всплеска, зафиксированного 5 марта 1979 г. («Венера-11, -12»).

дующих менее сильных импульсов с периодом 8 с (рис. 3). Картина пульсаций, содержащая последовательности главных импульсов и более слабых интеримпульсов, полностью соответствует предположению о наблюдении излучения из областей магн. полюсов нейт-

ронной звезды, промодулированного её вращением. В отличие от известных стационарно излучающих рентг. пульсаров вспышка затухла за 5—6 мин.

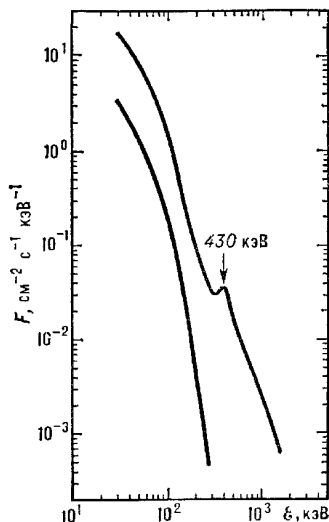


Рис. 4. Энергетический спектр всплесков 5 марта 1979 г. («Венера-11, -12»). Правая кривая — спектр начального импульса, левая кривая — спектр пульсирующего излучения.

На рис. 4 показаны энергетич. спектры начального импульса и последующей фазы пульсаций. В первом спектре присутствует линия, у фотонов к-рой $\varepsilon \approx 430$ кэВ, что соответствует энергии фотонов аннигиляц. линии 511 кэВ, испытывающей красное смещение в гравитац. поле нейтронной звезды с массой $m = 1m_\odot$ и радиусом $R = 10^6$ см (аннигилируют электрон-позитронные пары). Предполагается, что всплеск 5 марта 1979 г. явл. наиболее ярким представителем особого класса коротких Г.-в. (рис. 1, внизу); источники др. коротких всплесков расположены дальше, и связанные с ними всплески наблюдаются только в импульсной начальной фазе. Пульсирующее излучение, если оно и имеет место, маскируется фоном.

Получены данные, указывающие на связь с нейтронными звёздами и других, более «обычных» Г.-в. В их энергетич. спектрах в ряде случаев также наблюдались аннигиляц. линии с энергией фотонов 400—500 кэВ и, что особенно примечательно, линии поглощения в районе 50 кэВ (рис. 5). Абсорбционные линии могут возникать в источнике вследствие избират. поглощения выходящего излучения внешними более холодными областями плазмы на электронной циклотронной частоте

$\omega_B = eB/mc$. Оценки магн. поля по энергии линии поглощения дают величину $B \approx 5 \cdot 10^{12}$ Гс. Такие сверхсильными магн. полями могут обладать только нейтронные звёзды.

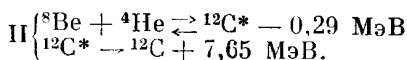
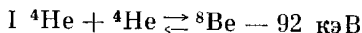
Более косвенные свидетельства о нейтронных звёздах как источниках Г.-в. получены также при статистич. рассмотрении наблюдат. данных. Было установлено, что полный выход энергии в источниках пропорционален продолжительности всплесков, а ср. мощность излучения приблизительно постоянна. Предполагается, что светимость источников ограничивается критической светимостью, к-рая для нейтронных звёзд, имеющих массы $\sim 1 m_\odot$, составляет $\sim 10^{38}$ эрг/с.

Пока ещё нет общепризнанного объяснения природы скоротечных процессов, разыгрывающихся в источниках Г.-в. Наиболее предпочтительными кажутся предположения о том, что всплески вызываются нестационарной аккрецией на нейтронную звезду в двойной системе или же взрывным термоядерным горением выпавшего вещества. Как возможные причины Г.-в. рассматриваются также: выбросы вещества из внутр.

слоёв нейтронной звезды, сопровождающиеся ядерным распадом; процессы быстрой перестройки магн. поля (см. *Вспышки на Солнце*); падение на нейтронную звезду астероидов; освобождение энергии при «звездотрясениях». Для выяснения происхождения Г.-в. необходимо надёжное отождествление хотя бы неск. источников с конкретными астрофизическими объектами, наблюдающимися в др. диапазонах длин волн.

Лит.: Голенецкий С. В., Мазец Е. П., «Венера-11 и -12» исследуют космические γ -всплески, «Природа», 1979, № 10; Сюняев Р. А., Источник γ -всплесков — рентгеновский пульсар, там же, 1979, № 9; Прилуцкий О. Ф., Розенталь И. И., Усов В. В., Мощные всплески космического гамма-излучения, «УФН», 1975, т. 116; Шкловский И. С., Звёзды. Их рождение, жизнь и смерть, 3 изд., М., 1984. Е. П. Мазец.

ГЕЛИЕВЫЕ РЕАКЦИИ — цепочка термоядерных реакций превращения трёх ядер гелия в ядро углерода (3α -реакция) и последующие реакции захвата ядрами α -частиц. Для протекания Г. р. требуется темп-ра, превышающая 10^8 К. Эти условия создаются в ядрах гигантов на поздних стадиях эволюции, когда водород в них в результате термоядерных реакций *водородного цикла* превратился в гелий. 3 α -реакция идёт в две стадии (I и II):



Здесь ${}^{12}\text{C}^*$ — ядро в возбуждённом состоянии, к-рое преимущественно распадается на исходные составляющие ${}^8\text{Be}$ и 4He . Однако в одном из примерно 2500 случаев образуется конечный продукт — ядро ${}^{12}\text{C}$ в осн. состоянии. При этом энергия возбуждения освобождается в виде фотонов гамма-диапазона и отчасти электрон-позитронных пар.

Промежуточное ядро ${}^8\text{Be}$ неустойчиво, оно очень быстро распадается вновь на два ядра 4He , поэтому ${}^8\text{Be}$ присутствует в очень малой равновесной концентрации: на 10^{10} ядер 4He приходится одно ядро ${}^8\text{Be}$. Это ядро очень легко захватывает третье ядро 4He в силу наличия у образующегося ядра ${}^{12}\text{C}$ благоприятного резонансного уровня возбуждения. Существование резонансного уровня у ${}^{12}\text{C}$ при энергии 7,65 МэВ было предсказано англ. астрофизиком Ф. Хойлом как необходимое звено в це-

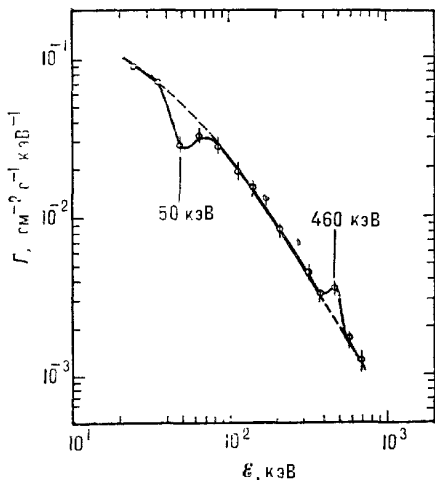
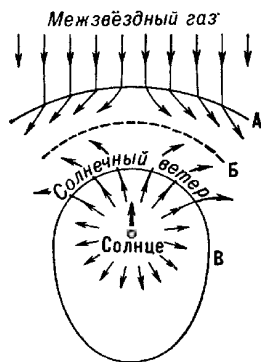


Рис. 5. Линия в спектре гамма-всплеска 22 июня 1979 г. («Венера-11»). Электроны плазмы в сверхсильном магнитном поле свободно движутся только вдоль поля. Энергия поперечного движения квантована. Поглощение в районе 50 кэВ связано, по-видимому, с изменением энергии электронов, движущихся поперёк поля. Линия излучения с энергией 460 кэВ может интерпретироваться как излучение, возникающее при аннигиляции электрон-позитронных пар и претерпевшее гравитационное красное смещение в поле нейтронной звезды с массой $\approx 1 m_\odot$.

пи звёздных термоядерных реакций, лишь затем этот уровень был обнаружен в лабораторных опытах. Углерод далее реагирует с гелием, давая кислород: $^{12}\text{C} + ^4\text{He} \rightarrow ^{16}\text{O}$. Аналогичная реакция гелия с кислородом даёт ядро неона: $^{16}\text{O} + ^4\text{He} \rightarrow ^{20}\text{Ne}$. При достаточно высоких темп-рах таким путём может получиться ряд элементов с массовым числом, кратным 4, вплоть до ^{40}Ca . **ГЕЛИОСФЕРА** — область околосолнечного пространства, в к-рой плазма *солнечного ветра* движется относительно Солнца со сверхзвуковой скоростью. Извне Г. ограничена *бесстолкновительной ударной волной*, возникающей в солнечном ветре из-за его взаимодействия с межзвёздной плазмой и межзвёздным магн. полем (рис.). Между ударной вол-



Движение солнечного ветра и межзвёздной плазмы в гелиосфере и на её границе: А — внешняя ударная волна, В — контактная поверхность, В — граница гелиосферы. Движение плазмы происходит вдоль траекторий, изображённых сплошными линиями. Широкой стрелкой отмечено направление движения Солнечной системы относительно межзвёздной среды.

ной (В) и контактной поверхностью (Б), служащей границей между солнечным ветром и *межзвёздной средой*, плазма солнечного ветра движется с дозвуковой скоростью.

Расстояние границы Г. от Солнца определяется балансом динамич. давления солнечного ветра и давления межзвёздного газа и магн. поля. Т. к. Солнечная система движется относительно межзвёздной среды со скоростью 20—25 км/с, то Г. несферична. Теоретич. оценки и косвенные экспериментальные данные показывают, что миним. расстояние ударной волны от Солнца равно 50—200 а. е., а расстояние контактной поверхности от ударной волны примерно в 2—3 раза меньше. Поскольку межзвёздный газ движется относительно Солнца со сверхзвуковой скоростью, то за контактной поверхностью находится, по-видимому, ещё одна ударная волна (А), в к-рой происходит торможение межзвёздной плазмы. На больших расстояниях r от Солнца

(≥ 10 а. е.) солнечный ветер влияет только на движение ионизованного компонента межзвёздной среды. На движение нейтральных атомов солнечная радиация и др. факторы начинают заметно влиять только на расстояниях $r \lesssim 5$ а. е. от Солнца.

М. С. Бургин.
ГЕРЦШПРУНГА — РЕССЕЛЛА ДИАГРАММА — графич. изображение зависимости абс. звёздная величина — спектральный класс звёзд. Вместо спектр. класса в качестве координаты на графике могут использоваться *показатель цвета* или *эффективная температура* звезды, а вместо абсолютной звёздной величины — *светимость* звезды. Спектр. класс и показатель цвета определяются в основном темп-рой звезды, следовательно, положение звезды на Г.—Р. д. характеризует соотношение между её важнейшими наблюдаемыми параметрами — темп-рой и светимостью. Это соотношение обусловлено гл. обр. хим. составом, массой и эволюц. статусом звёзд, поэтому исследование Г.—Р. д. явл. важнейшим источником сведений об эволюции звёзд.

Название Г.—Р. д. связано с именами дат. астронома Э. Герцшпрунга и амер. астронома Г. Ресселла. Герцшпрунг в 1905—07 гг. показал, что голубые звёзды явл. абсолютно наиболее яркими и что существуют две осн. группы красных звёзд — яркие и слабые, а также построил первую диаграмму видимая звёздная величина — показатель цвета для звёздного скопления; Ресселл опубликовал в 1914 г. первую диаграмму спектр. класс — абс. звёздная величина.

На рис. 1 и 2 приведены Г.—Р. д. для звёзд с известными расстояниями до них и спектр. классами. Абс. большинство звёзд находится в пределах полосы, пересекающей диаграмму по диагонали. Эту полосу наз. *главной последовательностью* (ГП) или последовательностью нормальных карликов. Вторая по населённости область — красных гигантов, светимости и радиусы к-рых на неск. порядков превосходят светимости и радиусы звёзд ГП тех же спектр. классов. В верхней части диаграммы с ГП смыкается область немногочисл. сверхгигантов, к-рая пересекает всю Г.—Р. д. Между ГП и нижней частью области гигантов расположены субгиганты, а примерно на 10 звёздных величин ниже ГП — *белые карлики*. Примечательно существование

т. н. провала Герцшпрунга — области между ГП и гигантами, в к-рой количество звёзд на неск. порядков ниже, чем в соседних областях. На рис. 3 показана

в ядре, к-рая занимает $\approx 90\%$ всего времени жизни звезды, а красные гиганты и сверхгиганты — это в основном звёзды на стадиях горения в их

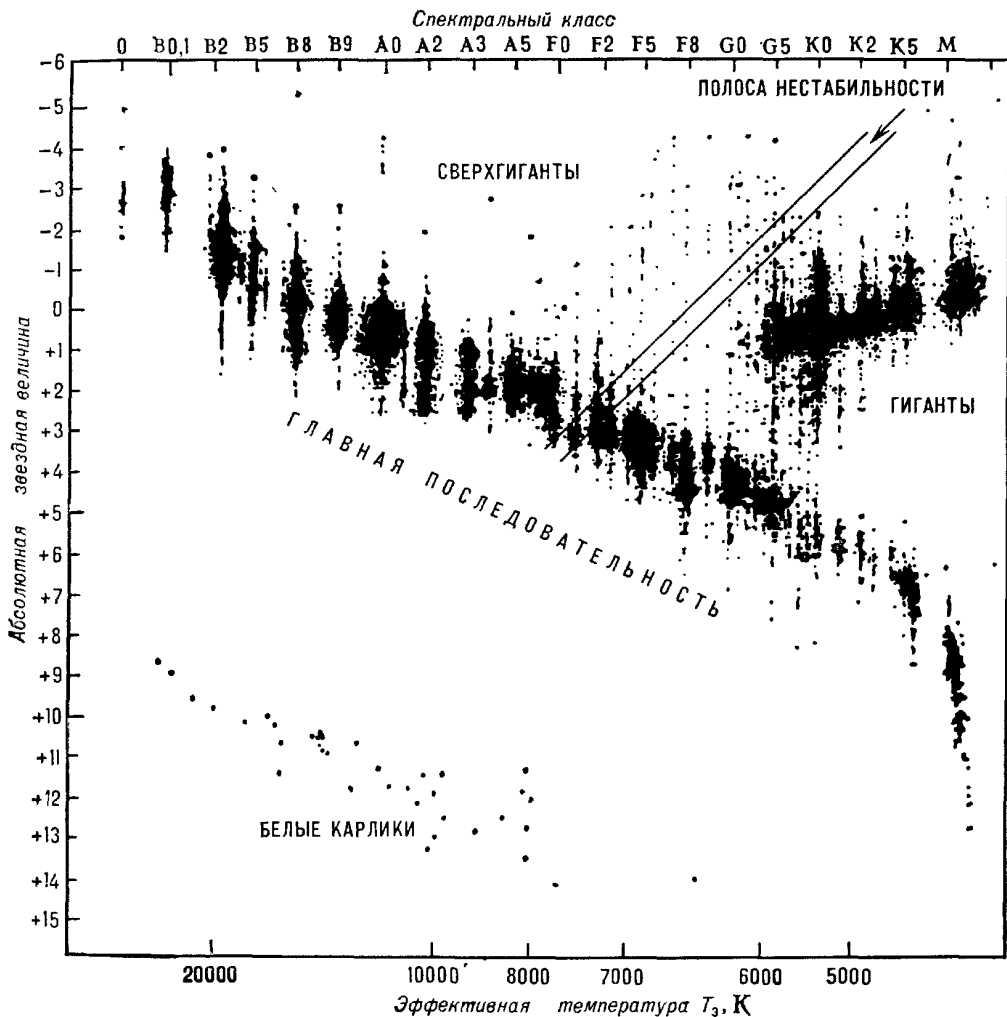


Рис. 1. Положение на диаграмме Герцшпрунга — Ресселла звёзд с известными расстояниями.

но положение на Г.—Р. д. нек-рых наиболее близких к Солнцу звёзд.

Эволюция звёзд описывается на Г.—Р. д. кривыми — эволюц. треками, зависящими в основном от массы и исходного хим. состава звезды. Населённость отдельных областей Г.—Р. д. определяется временем, к-рое звёзды на своём эволюц. пути проводят в данной области, и светимостями, к-рые они при этом имеют. На ГП находятся звёзды на стадии горения водорода

ядре гелия и последующих ядерных реакций. Продолжительность этих стадий $\approx 10\%$ времени жизни звезды. Если Г.—Р. д. строится для звёзд, отобранных до определённой звездной величины, то, напр., массивные яркие сверхгиганты, видимые и на больших расстояниях, представлены лучше, чем значительно более многочисленные, но очень слабые белые карлики.

Большинство пульсирующих звёзд — цефеиды, звёзды типов RR Лиры, δ Цир

та, RV Тельца, W Девы, переменность к-рых обусловлена одним и тем же механизмом (см. Пульсации), на Г.—Р. д. расположены в очень узкой «полосе неустойчивости» (рис. 1).

Звёзды на Г.—Р. д., изображённые на рис. 1—3, имеют различный хим. со-

звёзды ГП, однако характерный поворот или излом ГП у конкретных скоплений начинается при разных звёздных величинах. Положение точки поворота ГП характеризует возраст скопления. Яркие массивные звёзды, находящиеся в верхней части ГП, исчерпывают

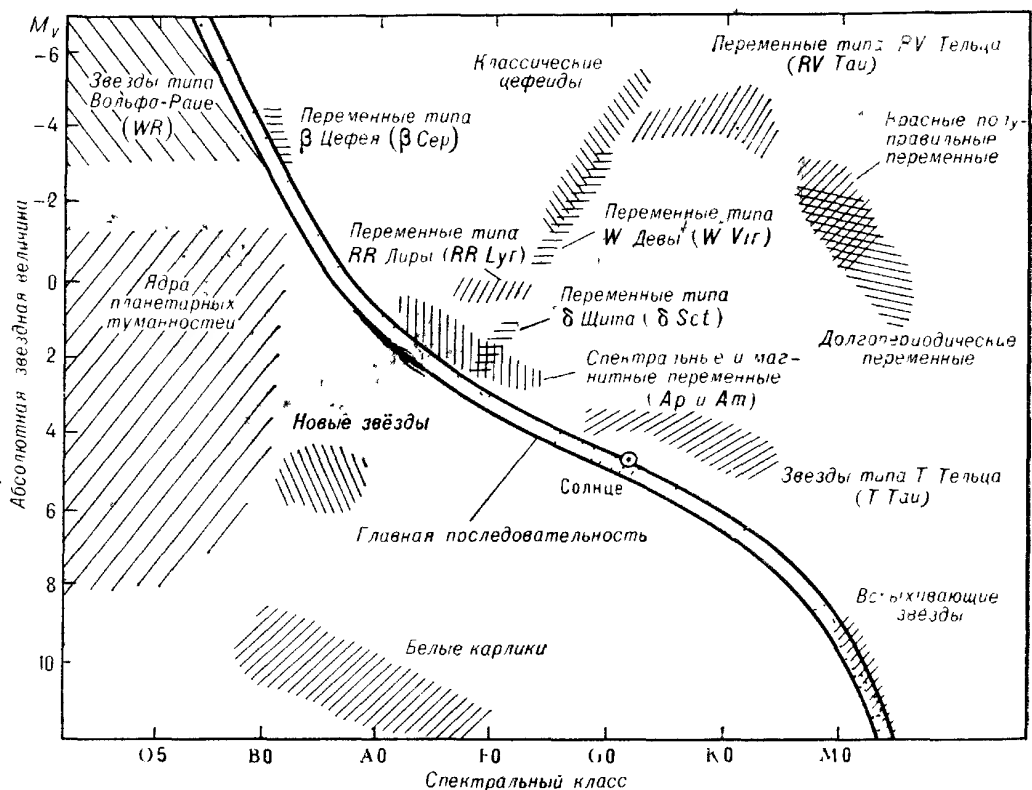


Рис. 2. Положение на диаграмме Герцшпрунга — Ресселла нестационарных звёзд различных типов.

став и возраст. Важную роль играют Г.—Р. д. для звёздных скоплений, звёзды к-рых сформировались из вещества практически с одним и тем же хим. составом и имеют одинаковый возраст. При построении этих диаграмм нет необходимости знать абс. величины звёзд, т. к. все они находятся на практически одинаковом расстоянии от Солнца. Более того, совмещая ГП скопления со стандартной ГП, можно осуществить абс. калибровку Г.—Р. д. скопления. На рис. 1 в ст. *Возраст небесных тел* показана схематич. комбинированная Г.—Р. д. нескольких типичных рассеянных и шаровых звёздных скоплений. Во всех скоплениях есть

свои термоядерные источники энергии быстрее слабых и поэтому раньше покидают ГП. Отсутствие их на ГП показывает, что они либо ушли в область красных гигантов, либо закончили эволюцию, превратившись в нейтронные звёзды или белые карлики. Следовательно, чем ниже расположена точка поворота, тем больше возраст скопления. Сравнение Г.—Р. д. скоплений показывает, в каком направлении изменяются темп-ры и светимости звёзд со временем, и позволяет использовать Г.—Р. д. скоплений в теории эволюции звёзд.

ГП скоплений в действительности размыты; их ширина порядка одной звёзд-

ной величины. В молодых скоплениях могут быть звёзды, к-рые ещё не закончили гравитац. сжатие и поэтому лежат выше ГП. Выше ГП могут лежать неразрешённые на компоненты двойные звёзды. Размывает ГП также вращение звёзд.

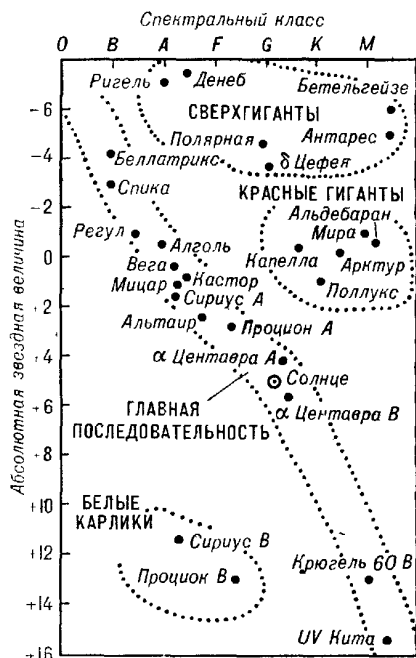


Рис. 3. Положение на диаграмме Герцшпрунга — Расселла некоторых ближайших к Солнцу звёзд, а также ряда ярчайших звёзд на небе.

Шаровые скопления, звёзды к-рых отличаются от звёзд рассеянных скоплений большим возрастом и особенно химическим составом, имеют и несколько иные Г.—Р. д. Из-за меньшего обилия металлов их ГП лежат ниже, чем у рассеянных скоплений, а гиганты более яркие. В шаровых скоплениях хорошо представлены субгиганты и можно выделить звёзды горизонтальной ветви между ГП и гигантами. Горизонтальную ветвь образуют звёзды малых масс с малым обилием металлов на стадии истощения гелия в звёздном ядре. На пересечении горизонтальной ветви с полосой неустойчивости расположены пульсирующие звёзды типа RR Лирь. Г.—Р. д. шаровых скоплений показывают, что это старейшие объекты Галактики, т. к. у них с ГП сейчас уходят звёзды, возраст к-рых более 10^{10} лет.

Результаты расчётов эволюции звёзд позволяют воспроизвести все детали Г.—Р. д. скоплений в зависимости от хим. состава и возраста и объяснить эволюц. статус большинства образующих их звёзд. Это явл. убедительным свидетельством правильности направления, в к-ром развивается совр. теория эволюции звёзд.

Лит.: Происхождение и эволюция звезд, пер. с англ., М., 1962; Мартынов Д. Я., Курс общей астрофизики, 3 изд., М., 1979.

Л. Р. Юнгельсон.

ГИДРОМАГНИТНОЕ ДИНАМО — механизм усиления или поддержания стационарного (либо колебательного) состояния магн. поля гидродинамич. движениями проводящей среды.

Большинство космич. тел (планеты, звёзды, галактики) и окружающая их среда обладают магн. полями. Происхождение и наблюдаемые изменения космич. магн. полей связаны, как правило, с движениями плазмы. Идею о том, что движения плазмы могут приводить к усилению магн. поля, выдвинул англ. физик Дж. Лармор в 1919 г. Название Г. д. возникло из-за схожести процесса с работой динамо-машины. Особенностью Г. д. состоит в том, что оно должно быть самовозбуждающимся, т. е. не поддерживаемым за счёт внеш. источников поля: В теоретич. исследованиях принято говорить о проблеме кинематич. Г. д., к-рую можно сформулировать след. образом. Пусть в объёме плазмы с заданной проводимостью поддерживаются к.-л. движения плазмы и создано слабое магн. поле, не поддерживаемое далее внеш. источниками. Если со временем поле и полная магнитная энергия рассматриваемого объёма не убывают, несмотря на действие омической диссипации, то имеет место Г. д.

Теория Г. д. явл. ветвью магнитогидродинамики. Релятивистские эффекты, токи смещения, в теории Г. д. обычно не учитываются. В этом смысле магн. поле не зависит от системы отсчёта и можно пользоваться представлением о магн. силовых линиях.

Возможность усиления начального (затравочного) магн. поля движениями среды связана с т. н. вмерзённостью поля в плазму (см. Магнитогидродинамика). Дело в том, что характерные размеры, L областей, занимаемых космич. телами, обычно столь велики, что даже при умеренной проводимости плазмы σ характерные времена τ оми-

ческого затухания поля огромны:

$$\tau = 4\pi\sigma L^2/c^2 \equiv L^2/\nu_m,$$

где $\nu_m \equiv c^2/4\pi\sigma$ — магнитная вязкость (формулы даны в гауссовой системе единиц). Поэтому магнитные силовые линии практически «приклеены» к движущейся проводящей среде, которая увлекает за собой поле. Если силовая линия проходила через к.-л. две близкие частицы среды, то она будет проходить через них и в дальнейшем. В условиях вмороженности произведение индукции B магн. поля на площадь любого движущегося со скоростью контура (*магнитный поток*) сохраняется, что может привести к усилению магн. поля при деформации (напр., при сжатии) контура. С другой стороны, движения могут запутывать силовые линии поля, уменьшая его характерные масштабы и усиливая тем самым диссипацию.

Относительная роль усиления поля движениями плазмы и диссипативного эффекта определяется безразмерным отношением $L\nu/\nu_m \equiv R_m$ — магн. числом Рейнольдса (ν — характерная скорость движений). Необходимое условие работы Г. д. обычно заключается в том, чтобы R_m превышало нек-рое значение R_m критич. $\gtrsim 10$. В космич. плазме R_m , как правило, очень велико, и этот критерий выполнен с большим запасом. К достаточным условиям работы Г. д. относится ряд ограничений на геометрические, точнее топологические, св-ва течения. Эти ограничения достаточно полно установлены для случая, когда рассматривается поведение магн. поля при заданном течении плазмы (кинематич. динамо). В частности, Г. д. невозможно, когда движение происходит вдоль сферич. или плоских поверхностей. При движениях проводящей среды вдоль поверхностей др. типов, напр. цилиндрических или тороидальных, Г. д. возможно. Магн. поле при этом (если пренебречь его влиянием на движение) растёт экспоненциально. Однако скорость роста поля оказывается малой в случае больших R_m (медленное динамо). Такое динамо в принципе может работать в ядрах планет, где R_m относительно невелики: в земном ядре $R_m \approx 150$. Поскольку для большинства космич. объектов значения R_m очень велики (напр., в солнечной конвективной зоне $R_m \sim 10^8$), принципиально важно ответить на вопрос, существует ли быст-

рое динамо со скоростью роста, не стремящейся к нулю (или к отрицат. значению) при $R_m \gg 1$.

Пример быстрого динамо, предложенный Я. Б. Зельдовичем, показан на рис. 1.

Быстрое динамо может работать в типичной для космич. условий турбулентной среде. В то же время турбулентные движения запутывают магн. силовые линии, уменьшая их характерный масштаб. Для усиления и поддержания крупномасштабных магн. полей турбулентные движения не должны обладать зеркальной симметрией. Нарушение зеркальной симметрии означает преобладание вихрей одного знака (правовинтовых или левовинтовых), т. е. наличие ср. спиральности. Такая турбулентность не типична для лабораторных экспериментов, однако естественным образом возникает в космич.

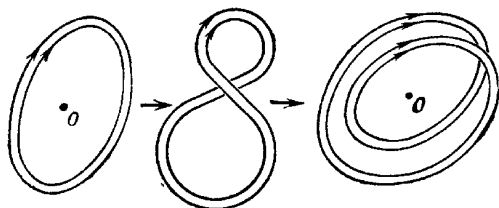


Рис. 1. Усиление магнитного поля путём перекручивания и удвоения петель: движения среды придают линиям начального тороидального магнитного поля форму восьмёрки, затем совмещают петли восьмёрки и растягивают получившийся тор до начальных размеров. После этого процесс повторяется. При каждом удвоении числа петель происходит двукратное усиление магнитного поля.

условиях благодаря вращению неоднородных небесных тел. Как показали теоретич. исследования, зеркально-несимметричные случайные движения способны генерировать крупномасштабное магн. поле.

Эффекты генерации магн. поля благодаря неоднородному (дифференциальному) вращению и спиральности турбулентности составляют основу теории турбулентного Г. д. крупномасштабных магн. полей. Эта теория используется при решении ряда астрофизич. задач: генерация магн. полей в ядрах планет, в дисках двойных рентг. источников, в галактич. диске, существование солнечного цикла и др. Дифференциальное вращение в проводящей среде с магн. полем в меридиональной

(содержащей ось вращения) плоскости приводит к появлению (накручиванию) азимутального (перпендикулярного меридиональной плоскости в данной точке) поля (рис. 2). Турбулентные дви-

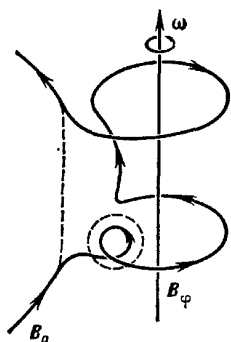


Рис. 2. Генерация магнитного поля в случае неоднородного вращения плазмы. В результате накручивания вмороженных магнитных силовых линий из исходного пологоидального (меридионального) поля B_p образуется азимутальное поле B_ϕ . Штриховым кружком отмечена одна петля, созданная турбулентными движениями (она изображена на рис. 3).

жения создают и закручивают петли азимутального поля. Когда имеется преимущественное направление закручивания (ср. спиральность турбулентности), появляется ср. ток, параллельный азимутальному магн. полю и, следовательно, порождающий новую меридиональную составляющую поля (рис. 3). Совокупное действие этих двух эффектов или даже только второго при подходящих условиях приводит к самовозбуждению поля, т. е. к Г. д.

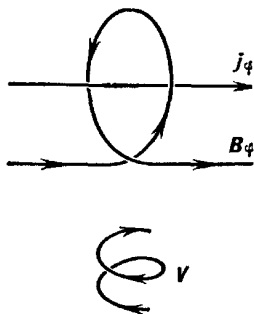


Рис. 3. Гидромагнитное динамо при наличии средней спиральности движений плазмы. Преобладающие течений указанного на рисунке (внизу) типа (левосторонняя спираль) приводит к появлению электрического тока j_ϕ , параллельного магнитному полю B_ϕ . Такой ток в свою очередь создаёт магнитное поле, перпендикулярное исходному полю. Повторное применение эффекта к новому полю позволяет создать поле, параллельное (или антипараллельное) исходному, т. е. приводит к самовозбуждению системы.

В дополнение к указанным двум эффектам крупномасштабное поле поддерживается турбулентной диффузией, к-рая гораздо эффективнее омической. Кроме того, неоднородная (в частности, у границ) турбулизованная проводящая среда с большим R_m ведёт себя подобно диамагнетику, т. е. крупномас-

штабное магн. поле выталкивается из турбулентной области. К выталкиванию магн. силовых линий приводят и крупномасштабные течения плазмы с замкнутыми линиями тока. Своеобразный эффект вытеснения поля возможен в ячейистой конвекции, в к-рой жидкость поднимается в центре ячейки и опускается у её границ.

Большой интерес для космич. физики представляет вопрос о Г. д. мелкомасштабных флуктуационных полей. Среднеквадратичные значения этих полей, как правило, превышают величину крупномасштабного ср. поля. При турбулентном движении со ср. спиральностью и без неё (с учётом влияния поля на движение) Г. д. мелкомасштабных полей возможно. При наличии ср. спиральности магн. поля генерируются во всех масштабах, превышающих диссипационный, причём с течением времени происходит сдвиг «центра тяжести» генерируемых полей в сторону больших масштабов (эффективность генерации растёт с масштабом поля).

В теоретич. работах много внимания уделяется построению моделей Г. д. для ламинарных течений плазмы. Первым примером такого динамо была модель самовозбуждения магн. поля в системе, состоящей из двух сфер, вращающихся вокруг непараллельных осей и погружённых в среду с конечной проводимостью. Построены точные решения ур-ний Г. д. для системы из двух тороидальных вихрей, винтового движения вдоль цилиндрич. поверхности и мн. др. Идеи ламинарного Г. д. используются при объяснении происхождения магн. полей в планетах и двойных звёздных системах. Ведутся исследования с целью построения лабораторной модели Г. д.

Лит.: Пикельнер С. Б., Основы космической электродинамики, 2 изд., М., 1966; Моффат Г., Возбуждение магнитного поля в проводящей среде, пер. с англ., М., 1980; Вайнштейн С. И., Зельдович Я. Б., Румайкин А. А., Турбулентное динамо в астрофизике, М., 1980; Паркер Е. Н., Космические магнитные поля, пер. с англ., М., 1982; Краузе Ф., Рэдлер К.-Х., Магнитная гидродинамика средних полей и теория динамо, пер. с англ., М., 1984; Бочкарев Н. Г., Магнитные поля в космосе, М., 1985.

А. А. Румайкин.

В дополнение к указанным двум эффектам крупномасштабное поле поддерживается турбулентной диффузией, к-рая гораздо эффективнее омической. Кроме того, неоднородная (в частности, у границ) турбулизованная проводящая среда с большим R_m ведёт себя подобно диамагнетику, т. е. крупномас-

ГЛАВНАЯ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЬ — узкая полоса на Герцшпрунга — Расселла диаграмме, содержащая подавляющее большинство звёзд. Г. п. пересекает диаграмму Герцшпрунга —

Ресселла по диагонали из верхнего левого угла (высокие светимости, ранние спектральные классы) в нижний правый угол (низкие светимости, поздние спектр. классы). Положение звёзд на диаграмме Герцшпрунга — Ресселла зависит от массы, хим. состава звёзд и процессов выделения энергии в их недрах. Звёзды на Г. п. имеют одинаковый источник энергии (термоядерные реакции горения водорода, см. *Водородный цикл*), так что их светимость и темп-ра (а следовательно, положение на Г. п.) определяются гл. обр. массой; самые массивные звёзды ($m \approx 50 m_{\odot}$) располагаются в верхней (левой) части Г. п., а с продвижением вниз по Г. п. массы звёзд убывают до $m \approx 0,08 m_{\odot}$.

На Г. п. звёзды попадают после стадии гравитац. сжатия, приводящего к появлению в недрах звезды термоядерного источника энергии. Начало стадии Г. п. определяется как момент, когда потери энергии химически однородной звезды на излучение полностью компенсируются выделением энергии в термоядерных реакциях. Звёзды в этот момент находятся на левой границе Г. п., именуемой *начальной Г. п.* или *Г. п. нулевого возраста*. Окончание стадии Г. п. соответствует образованию у звезды однородного гелиевого ядра, звезда уходит с Г. п. и становится гигантом. Разброс звёзд на наблюдаемой Г. п. обусловлен, кроме эффектов эволюции, различиями в начальном хим. составе, вращением и возможной двойственностью звезды.

У звёзд с $m \lesssim 0,08 m_{\odot}$ время гравитац. сжатия превышает время жизни Галактики, и поэтому они не достигли Г. п. и находятся несколько правее неё. У звёзд с массами $m \lesssim 0,8 m_{\odot}$ стадия термоядерного горения водорода столь продолжительна, что они за время жизни Галактики не успели покинуть Г. п. У более массивных звёзд время жизни на Г. п. $\approx 90\%$ всего времени их эволюции. Именно этим объясняется преимуществ. концентрация звёзд в области Г. п.

Анализ Г. п. играет особенно важную роль при исследовании звёздных групп скоплений, т. к. по мере увеличения их возраста точка, в к-рой Г. п. скопления начинает заметно отклоняться от начальной Г. п., смещается в область меньших светимостей и более поздних спектр. классов, и поэтому положение

точки поворота Г. п. может служить индикатором возраста звёздного скопления (см. *Возраст небесных тел*).

По двумерной спектр. классификации звёздам Г. п. присписывается класс светимости V, но для нек-рых спектр. классов звёзды классов светимости IV и III также находятся в полосе Г. п. (см. *Светимости классов*). Типичной звездой Г. п. явл. Солнце.

Л. Р. Юнгельсон.

ГЛОБУЛЫ — небольшие тёмные газопопылевые *туманности*, часто правильной сферич. формы, видимые на фоне светлых туманностей. Ряд больших Г., напр. Угольный Мешок, виден на фоне ярких звёздных облаков Млечного Пути. Г. явл. уплотнениями в протяжённых туманностях (обычно в зонах *НИГ*). Границы Г. всегда резко очерчены, чаще всего светящимися ободками (римами). Поглощение света в Г. может достигать неск. звёздных величин; чем меньше Г., тем поглощение в ней больше. Размеры типичных Г. заключены в пределах от долей парсека до неск. парсек. Плотность вещества в Г. можно оценить, предполагая, что давление более холодного газа в Г. уравновешено давлением окружающего горячего газа. Концентрация частиц в типичных Г. $\sim 10^4 - 10^6 \text{ см}^{-3}$. Массы Г. $\sim 1 - 100 m_{\odot}$. Г. часто располагаются в вершинах тёмных конусов («слоновых хоботов»), обращённых, как правило, остриём к центру материнской туманности. Накопление вещества в «слоновых хоботах» может быть следствием магнитогравитац. неустойчивости (см. *Рэля — Тейлора неустойчивость*). Газ медленно, с характерными скоростями порядка долей км/с, стекает к центру туманности, при этом макс. плотность достигается в вершине конуса, т. е. в Г. Если в окружающей туманности имеются горячие звёзды, ионизирующие газ, то внеш. давление горячего газа сжимает Г. Конденсация вещества в Г. при дополнит. внеш. сжатии может привести к образованию в них молодых звёзд. Действительно, в нек-рых Г. наблюдаются молодые звёзды типа Т Тельца и т. н. Хербига — Аро объекты, к-рые принято считать индикаторами областей, где происходит *звездообразование*.

Э. А. Дибай.

ГЛЮОНЫ — кванты цветового поля, переносчики сильного взаимодействия между *кварками* в *адронах*. Совр. реля-

тивистская квантовая теория сильно-го взаимодействия — квантовая хромодинамика (КХД) — предполагает, что составляющие адронов — кварки — обладают т. н. цветовыми зарядами, взаимодействие к-рых обеспечивает связь кварков в адронах. Цветовые заряды могут быть трёх видов, так что каждый тип кварка представлен тремя разновидностями, отличающимися друг от друга «цветом». Подобно тому как взаимодействие электрически заряженных частиц осуществляется эл.-магн. полем (его квантами явл. фотоны), в КХД взаимодействие между обладающими цветовыми зарядами кварками осуществляется квантами цветового поля — Г., к-рые электрически нейтральны, имеют спин, равный 1, и не обладают массой покоя. Однако, в отличие от электрически нейтральных фотонов, Г. сами обладают цветовым зарядом и явл. источниками цветового поля. Это приводит к существенному отличию квантовых процессов эл.-магн. и сильного взаимодействий. В эл.-магн. процессе испускания фотона к.-л. частицей её электрич. заряд не меняется, а при испускании Г. кварком цветовой заряд кварка меняется, поскольку Г. уносит элементарный цветовой заряд. Г. могут порождать пары кварк — антикварк, поэтому цвет Г. может совпадать с любым возможным цветовым состоянием пары кварк — антикварк. При трёх возможных цветовых состояниях кварка и трёх возможных цветовых состояниях антикварка число возможных цветовых состояний пары кварк — антикварк равно $3 \times 3 = 9$ минус одно состояние с полностью скомпенсированным цветом, т. е. 8 состояний. Поэтому в КХД рассматривают 8 различных цветовых состояний Г. и соответственно 8 глюонных полей. Наличие у Г. цветового заряда обуславливает специфич. св-ва осуществляемого им взаимодействия: оно усиливается с увеличением расстояния между зарядами. По совр. представлениям, на расстояниях ~ 1 ферми (10^{-13} см) цветное взаимодействие возрастает настолько, что энергетически выгодным становится образование состояний с полностью скомпенсированным цветовым зарядом — адронов. Связывание цветового заряда в адронах («конфайнмент») приводит к «невыветанию» свободных кварков и Г., так что кварки и Г. не могут существовать в свободном состоянии.

Экспериментальная проверка существования и св-в Г. может быть поэтому проведена только косвенно: по влиянию Г., появляющихся в области взаимодействия адронов, на наблюдаемые характеристики адронов, рождённых в результате такого взаимодействия. В этом смысле, как подтверждение существования Г., можно рассматривать согласие теоретич. предсказаний КХД с результатами экспериментов на ускорителях. Эффект «рождения» Г. наблюдался в процессах аннигиляции энергичных электронов и позитронов с образованием адронов в конечном состоянии. В результате такой аннигиляции обычно возникают две струи адронов, образованных энергичными кварком и антикварком, рождаемыми непосредственно в процессе аннигиляции. С ростом энергии сталкивающихся электрона и позитрона, согласно КХД, повышается вероятность испускания энергичного Г. кварком или антикварком, что должно приводить к появлению третьей адронной струи, образуемой таким Г. Поэтому наблюдение при аннигиляции электрона и позитрона наряду с двумя струями третьей струи адронов рассматривается как экспериментальное доказательство существования Г.

М. Ю. Хлопов.

ГОРИЗОНТ видимости во Вселенной — граница, отделяющая область пространства, к-рую в данный момент может видеть наблюдатель, от области, принципиально для него ненаблюдаемой. Существование Г. связано с расширением Вселенной. Согласно космологич. модели Фридмана (см. *Космология*), расширение Вселенной началось от сингулярного состояния $15-20$ млрд. лет назад. За время $t_0 \approx (15-20) \cdot 10^9$ лет свет успевает пройти в расширяющейся Вселенной конечное расстояние $l \approx ct_0$, т. е. $(15-20) \cdot 10^9$ световых лет (см. *Световой год*). Поэтому каждый наблюдатель в момент t_0 после начала расширения может видеть только область, ограниченную сферой, имеющую в этот момент радиус l . Объекты за этой границей, являющейся горизонтом наблюдателя, принципиально ненаблюдаемы в момент t_0 : свет от них не успел дойти до наблюдателя, даже если вышел в момент начала расширения Вселенной. Очевидно, что у каждого наблюдателя, находящегося в к.-л. месте во Вселенной, свой горизонт (подобно тому, как каждый наблю-

датель на земном шаре имеет свой горизонт).

В ранней Вселенной при большой плотности вещества фотоны не могли свободно распространяться из-за поглощения и рассеяния. Поэтому наблюдатель может зафиксировать в неискажённом виде лишь то излучение, которое возникло в эпоху, когда Вселенная стала практически прозрачной для излучения (но не раньше). Эта эпоха определяется моментом *рекомбинации* водорода и соответствует времени $t_{\text{рек}} \approx 300\,000$ лет после начала расширения и плотности вещества $\rho \approx 10^{-20}$ г/см³. Однако расстояния до горизонта и до пределов, определяемых моментом рекомбинации, практически совпадают, т. к. $k_0 \approx t_0 - t_{\text{рек}}$. Наблюдаемое *микроволновое фоновое излучение* (реликтовое излучение) приходит с расстояний, определяемых рекомбинацией, т. е. практически с расстояний до горизонта видимости во Вселенной. С течением времени Г. расширяется по мере того, как к наблюдателю доходит свет от более далёких областей Вселенной. Чем ближе к Г. расположен источник излучения, тем больше для него значение *красного смещения* z . На самом горизонте $z \rightarrow \infty$. Т. о., в доступном для наблюдений объёме Вселенной находится, хотя и очень большое, но конечное число галактик и звёзд.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., *Строение и эволюция Вселенной*, М., 1975. И. Д. Новиков.

ГОРЯЧЕЙ ВСЕЛЕННОЙ МОДЕЛЬ — см. *Модель горячей Вселенной*.

ГРАВИТАЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ — нарастание возмущений (малых отклонений от ср. значения) плотности и скорости вещества под действием сил тяготения. При первоначально близком к однородному распределению вещества в космич. пространстве Г. н. должна приводить к образованию сгустков. Г. н. рассматривается как причина образования *галактик* и их скоплений, а также звёзд и звёздных скоплений (см. *Звездообразование*). Идея Г. н. была высказана И. Ньютоном в 1692 г. Однако математич. разработка теории Г. н. началась лишь после работы англ. физика Дж. Джинса (1902 г.), рассматривавшего вопросы происхождения звёзд и др. космич. объектов. К 80-м гг. 20 в. теория Г. н. разработана для однородной среды (в связи с теорией происхождения га-

лактик и скоплений галактик), а также для простейших геометрич. конфигураций: плоского слоя; осесимметричных конфигураций, неоднородных по радиусу; тонкого диска. Развитие возмущений в таких простейших конфигурациях исследуется с целью объяснения происхождения наблюдаемой внутр. структуры галактик.

Однородное (или близкое к однородному) распределение вещества при наличии сил тяготения явл. неустойчивым относительно распада на отдельные сгустки большей плотности, т. к. этот процесс сопровождается уменьшением потенциальной энергии. *Гравитационная энергия* при сжатии переходит в кинетич. энергию сжимающегося вещества, к-рая может в дальнейшем переходить в теплоту и излучаться.

Силам тяготения противодействуют упругость вещества (определяемая градиентом давления) и, возможно, др. негравитац. силы (эл.-магн., центробежные, вызванные вращением сгустка, и др.). Соотношение между силами тяготения и противодействующими силами зависит от размеров возникающего сгустка. Для однородной среды силы тяготения пропорциональны размеру сгустка l , тогда как, напр., сила упругости, связанная с градиентом давления, пропорциональна $1/l$ (градиент давления тем больше, чем на более малом расстоянии происходит изменение давления на данную величину). Поэтому при больших l силы тяготения велики по сравнению с силами упругости, и сгусток больших размеров сжимается. Напротив, при малых l силы тяготения малы по сравнению с силами упругости. Силы упругости приводят к расширению сгустка повышенной плотности — возникают колебания, распространяющиеся со скоростью звука по окружающему веществу. Т. о., среда устойчива относительно распада на отдельные мелкомасштабные сгустки и неустойчива относительно образования сгустков больших размеров.

Если рассматривать лишь силы тяготения и упругости, то критич. значение l , отделяющее область устойчивости от области Г. н., соответствует т. н. *длине волны Джинса*

$$l_{\text{дж}} \approx a_{\text{зв}} \sqrt{\frac{\pi}{G\rho}},$$

где $a_{\text{зв}}$ — скорость звука, ρ — плотность вещества.

Аналогичные ф-лы для критич. размера $l_{дж}$ могут быть получены и при учёте вращения, турбулентности, эл.-магн. и иных сил, противодействующих силам тяготения. Наличие этих сил повышает устойчивость вещества в нек-рых направлениях и увеличивает критич. размер, соответствующий длине волны Джинса. Однако вдоль магн. поля или вдоль оси вращения размер не меняется. На основе анализа устойчивости упомянутых выше простейших конфигураций с неоднородным распределением газа можно сделать вывод о существовании и в этих случаях критич. размера, отделяющего область устойчивости от области неустойчивости относительно малых возмущений. Зависимость критич. размера от локальной плотности и скорости звука подобна приведённой выше.

Скорость роста возмущений, вызванных силами тяготения, зависит от характерного размера возмущений. Возмущения в масштабах меньше критич. $l_{дж}$ не нарастают вовсе. Возмущения в масштабах больше критического растут тем быстрее, чем больше масштаб. В пределе (для очень крупных по размеру возмущений $l \gg l_{дж}$) скорость роста возмущений перестаёт зависеть от их масштаба, и возмущения нарастают с сохранением начальной формы (в т. н. автомодельном режиме). Здесь упругость газа уже не играет роли и происходит как бы свободное падение к центру конденсации. При этом зависимость возмущений плотности и скорости от координат не изменяется — в каждой точке возмущения растут с течением времени по одному и тому же закону. Всё это относится к начальному развитию возмущений, пока они относительно малы. С ростом возмущений закон изменяется, и, как правило, сжатие останавливается.

Возмущения больших масштабов ($l \gg l_{дж}$) на фоне стационарного среднего распределения вещества нарастают со временем экспоненциально, пропорционально $e^{\omega t}$. Величина ω , определяющая скорость нарастания возмущений, зависит от характерной плотности среды ρ . По порядку величины $\omega \sim \sqrt{G\rho}$.

По иному закону происходит нарастание возмущений на фоне расширяющегося или сжимающегося вещества. В результате расши-

рения изменяются плотность вещества и скорость звука в нём, что в свою очередь приводит к изменению $l_{дж}$ и ω . Этот случай рассматривается в рамках однородной и изотропной космологич. модели Фридмана (модели расширяющейся Вселенной, см. *Космология*). В рамках модели Фридмана сделаны успешные попытки объяснить возникновение наблюдаемых неоднородностей — галактик и скоплений галактик — действием Г. н.

Изотропное расширение (или сжатие) однородного вещества происходит по *Хаббла закону*: $u = Hr$, где u — относительная скорость движения двух произвольных точек среды, находящихся на расстоянии r друг от друга, H — постоянная Хаббла. Для полного анализа Г. н. такой среды необходимо использовать общую теорию относительности (ОТО). Однако осн. закономерности могут быть получены и в рамках теории тяготения Ньютона.

Однородная изотропно расширяющаяся среда устойчива относительно малых возмущений при плотности много меньшей т. н. критич. плотности $\rho_c = 3H^2/8\pi G \approx 2 \cdot 10^{-29}$ г/см³, ибо в этом случае тяготение не может остановить расширение вещества (независимо от газового давления). Если это условие не выполнено, относительные возмущения плотности и скорости отстают от общего расширения и нарастают (при условии $l \gg l_{дж}$). Следует подчеркнуть, что однородная изотропно сжимающаяся среда всегда неустойчива.

В расширяющейся (сжимающейся) среде возмущения нарастают не экспоненциально, как в стационарной среде, а по степенному закону, пропорционально t^α , где t — время, отсчитанное от момента, когда плотность вещества в модели Фридмана бесконечна. Показатель степени α различен для расширяющейся и сжимающейся сред и зависит от ур-ния состояния вещества. Напр., если скорость звука мала по сравнению со скоростью света, $a_{зв} \ll c$, и $\rho \approx \rho_c$, то относительные возмущения плотности при расширении нарастают по закону $\Delta\rho/\rho \sim t^{2/3} (l \gg l_{дж})$, а при сжатии ($t < 0$) — по закону $\Delta\rho/\rho \sim t^{-1} (l \gg l_{дж})$.

Согласно модели горячей Вселенной, плотность излучения в далёком прошлом превосходила плотность веществ-

ва, и динамика расширения определялась излучением. В этих условиях скорость звука близка к скорости света ($a_{зв} \approx c/\sqrt{3}$) и относительные возмущения плотности при расширении нарастают по закону $\Delta\rho/\rho \sim t(l \gg l_{дж} \approx ct)$.

Приведённые ф-лы показывают, что существовавшие на начальных стадиях расширения неоднородности растут со временем. В фридмановской модели при достижении значения $\Delta\rho/\rho \approx 1$ наступает нелинейная стадия роста неоднородностей и возможно образование галактик и скоплений галактик.

Лит.: Новиков И. Д., Эволюция Вселенной, 2 изд., М., 1983; Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Релятивистская астрофизика, М., 1967; их же, Теория тяготения и эволюция звезд, М., 1971; их же, Стреление и эволюция Вселенной, М., 1975; Поляченко В. Л., Фридман А. М., Равновесие и устойчивость гравитирующих систем, М., 1976; Шандарин С. Ф., Дорошкевич А. Г., Зельдович Я. Б., Крупномасштабная структура Вселенной, «УФН», 1983, т. 139, в. 1.

ГРАВИТАЦИОННАЯ ПОСТОЯННАЯ — коэффициент пропорциональности G в ф-ле, описывающей закон всемирного тяготения Ньютона,

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2}, \quad (1)$$

где F — сила, с к-рой точечные массы m_1 и m_2 , находящиеся на расстоянии r друг от друга, взаимно притягиваются.

Численное значение и размерность Г.п. зависят от выбора единиц массы, длины и времени (табл. 1).

Г.п. G , имеющую размерность $[L]^3[M]^{-1}[T]^{-2}$, где масса M , длина L и время T выражены в единицах Международной системы единиц (СИ), иногда называют *кавендишевой Г.п.*

в честь англ. учёного Г. Кавендиша, к-рый в 1798 г. впервые в лабораторном эксперименте с крутильными весами определил значение G . Все лабораторные эксперименты по определению G можно условно разделить на две группы.

В первой группе экспериментов сила гравитац. взаимодействия сравнивается с упругой силой нити горизонтальных крутильных весов. Они представляют собой лёгкое коромысло, на концах к-рого укреплены пробные массы. За середину коромысло подвешено на тонкой упругой нити. Величина гравитац. взаимодействия определяется по углу закручивания нити (статич. метод), вызванному притяжением пробных масс к расположенным вблизи эталонным массам.

Во второй группе сила гравитац. взаимодействия между пробными и эталонными массами сравнивается с силой тяжести, для чего используются рычажные весы. Этим способом Г.п. была впервые определена нем. физиком Ф. Йолли в 1878 г. Впоследствии опыты Кавендиша и Йолли неоднократно повторялись, однако в наше время они представляют лишь исторический интерес.

Значение Г.п., включённое Международным астрономическим союзом (МАС) в Систему астрономических постоянных (САП) 1976 г., к-рым продолжают пользоваться, получено с помощью крутильных весов в 1942 г. П. Хейлом и П. Хрижановским (США).

В СССР Г.п. впервые была определена в Государственном астрономическом институте имени П. К. Штернберга (ГАИШ) в 1975—78 гг. Как и в экспе-

Табл. 1. — Значения гравитационной постоянной

Наименование и обозначение	Единицы			Численное значение
	длина	масса	время	
Кавендишева Г.п.*, G	м	кг	с	$(6,6745 \pm 0,0008) \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/(\text{кг} \cdot \text{с}^2)$
Геоцентрическая Г.п., $G M_{\oplus}$	м	масса Земли	с	$(398\,600,5 \pm 0,3) \cdot 10^3 \text{ м}^3/\text{с}^2$
Гелиоцентрическая Г.п., $G M_{\odot}$	м	масса Солнца	с	$(132\,712\,438 \pm 5) \cdot 10^{12} \text{ м}^3/\text{с}^2$
Селеноцентрическая Г.п., $G M_{\lrcorner}$	м	масса Луны	с	$(4902,7 \pm 0,1) \cdot 10^8 \text{ м}^3/\text{с}^2$
Гауссова Г.п., k	а. е.	масса Солнца	афемеридные сутки	0,01720209895
Эйнштейнова Г.п., κ	м	кг	—	$(1,8664 \pm 0,0002) \cdot 10^{-26} \text{ м}/\text{кг}$

* Значение Г.п. приведено по определениям ГАИШ.

риментах Хейла и Хржановского, был применён динамич. метод, сущность к-рого состоит в следующем. Частота крутильных колебаний ω горизонтальных весов в гравит. поле эталонных масс определяется выражением:

$$\omega^2 = \frac{\tau + G\mu}{J}.$$

Частота ω измеряется в процессе эксперимента, величины μ и J могут быть вычислены. Коэфф. μ зависит от размеров

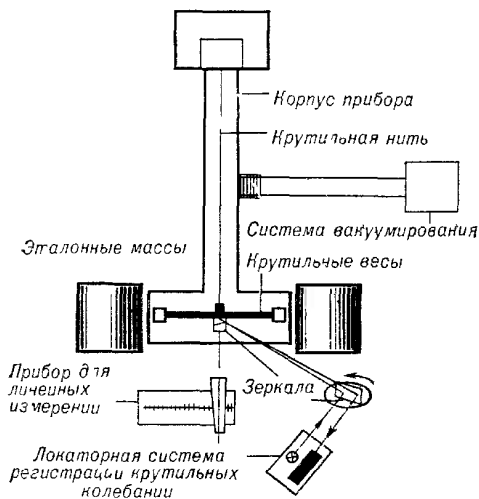


Схема экспериментальной установки ГАИШ (динамический метод определения G).

и плотностей эталонных масс и крутильных весов, а также от их взаимного расположения. Момент инерции крутильных весов J определяется их геометрич. размерами и массами. Остаются два неизвестных параметра — крутильная жёсткость τ и G . Поэтому для исключения τ и определения G нужно иметь два таких ур-ния (т. е. провести измерения ω по крайней мере для двух различных положений эталонных масс). Т. о., для определения G п. динамич. методом необходимо произвести измерения: 1) геометрич. размеров и плотностей эталонных масс и крутильных весов; 2) положения эталонных масс относительно крутильных весов; 3) частот крутильных колебаний при различных положениях эталонных масс.

На рис. приведена схема экспериментальной установки ГАИШ. Т. к. параметры, приведённые в пункте 1), не меняются от эксперимента к эксперименту, то их измерение достаточно

провести один раз для всех экспериментов. Измерения остальных параметров должны производиться в каждом эксперименте. Т. о., для получения одного значения G п. при разных положениях эталонных масс (перестановка эталонных масс в процессе эксперимента производится автоматически) определяются расстояния между эталонными и пробными массами (с помощью прибора для линейных измерений), а фотоэлектрич. система регистрации измеряет частоту крутильных колебаний. Такие эксперименты повторяются многократно, поэтому для уменьшения случайных погрешностей вычисляют ср. значение G п. и его среднеквадратическую погрешность.

Во всех совр. определениях G п. (кавендишевой) были использованы крутильные весы. Помимо собственно динамич. метода применялись также его модификации — резонансный и ротационный методы. В резонансном методе эталонные массы вращаются вокруг оси крутильной нити с частотой, равной частоте собственных колебаний весов, что приводит к резонансному возбуждению крутильных колебаний. По изменению амплитуды колебаний можно судить о величине G п. В ротационном методе платформа, на к-рой установлены крутильные весы и эталонные массы, вращается вокруг вертикальной оси. G п. определяется по измерениям ускорения платформы, а также постоянного угла поворота крутильных весов относительно эталонных масс.

Результаты совр. определений G п. приведены в табл. 2. Среднеквадратические погрешности измерений указывают на внутр. сходимость каждого результата. Лучшие из них (три последних результата) не перекрываются между собой в доверительных интервалах. Это связано с тем, что определение кавендишевой G п. требует проведения абс. измерений, и поэтому в отдельных результатах возможны систематич. погрешности. Очевидно, значение G п. может быть достоверным только при учёте различных определений G п., полученных разными методами.

G п., выраженные в астрономич. единицах, определяются на основании астрономич. наблюдений и 3-го закона Кеплера, к-рый явл. следствием закона тяготения (1).

Геоцентрическая G п. $Gm_{\oplus}$ (равная произведению кавенди-

Табл. 2. — Результаты современных определений кавендишевой гравитационной постоянной

Авторы, место проведения измерений, год публикации	Метод	Значение Г.п., $10^{-11} \text{м}^3/(\text{кг} \cdot \text{с}^2)$
Хейл, Хржановский (США), 1942	Динамический	$6,673 \pm 0,005$
Роуз, Паркер, Бимс и др. (США), 1969	Ротационный	$6,674 \pm 0,004$
Реннер (Венгрия), 1970	Динамический	$6,670 \pm 0,008$
Фаси, Понтикис, Лукас (Франция), 1972	Резонансный	$6,6714 \pm 0,0006$
Сагитов, Милоков, Монахов и др. (СССР), 1978	Динамический	$6,6745 \pm 0,0008$
Лютер, Тоулер (США), 1982	Динамический	$6,6726 \pm 0,0005$

шейвой Г. п. на массу Земли $m_{\oplus}$ используется при расчётах движения в поле тяготения Земли небесных тел, как естественных, так и искусственных. Наиболее точно геоцентрич. Г. п. определяется по наблюдениям ИСЗ или КА, направляемых к др. планетам, т. к. на их движение меньше влияет неоднородность плотности Земли и неправильность её фигуры.

Аналогично гелиоцентрическая, селеноцентрическая и др. планетоцентрические Г. п. предназначены для расчёта движения в гравитац. полях соответственно Солнца, Луны и планет. В астрономии применяется и иной подход к определению Г. п. Ей априорно приписывается нек-рое фиксированное значение; две из трёх физ. величин (масса и время), задающих размерность Г. п., определяются из наблюдений, тогда ед. длины становится производной величиной. Так вводится g а у с о в а Г. п. k . По мере уточнения массы Солнца (ед. массы) и эфемеридных суток (ед. времени) изменяется величина а. е.

Эйнштейнова Г. п. γ используется в теоретич. физике. Она связана с кавендишевой Г. п. соотношением: $\gamma = 8\pi G/c^2$.

Как в теории тяготения Ньютона, так и в общей теории относительности (ОТО) А. Эйнштейна Г. п. рассматривается как универсальная константа природы, не изменяющаяся в пространстве и времени и не зависящая от физ. и хим. св-в среды и гравитирующих масс. Существуют варианты теории

гравитации, имеющие в слабых полях одинаковый ньютоновский предел, но дающие ряд предсказаний, отличных от предсказаний ОТО, в т. ч. переменность Г. п. Напр., теория П. Дирака, созданная ещё в 1930-е гг., предсказывает изменение Г. п. (ΔG) со временем на величину $\sim \Delta G/G \approx 6 \cdot 10^{-11}$ в год. Нек-рые варианты теории гравитации предполагают зависимость Г. п. от расстояния между притягивающимися телами. Однако имеющиеся наблюдательные данные, а также специально поставленные лабораторные эксперименты пока не позволяют обнаружить это гипотетич. изменение Г. п.

Лит.: Сагитов М. У., Постоянная тяготения и масса Земли, М., 1969; Новое определение кавендишевой гравитационной постоянной, «ДАН СССР», 1979, т. 245, № 3, с. 567—69; Абалякин В. К., Основы эфемеридной астрономии, М., 1979.

В. К. Милоков, М. У. Сагитов.

ГРАВИТАЦИОННАЯ ФОКУСИРОВКА — св-во гравитирующего объекта отклонять проходящий мимо него поток частиц или излучения, собирая поток (фокусируя) и действуя наподобие оптич. или эл.-магн. линзы.

Солнце, двигаясь относительно разреженного межзвёздного газа, фокусирует своим тяготением поток газа, собирая его вдоль луча, направленного в сторону, противоположную движению Солнца (рис. 1). Уплотнение потока

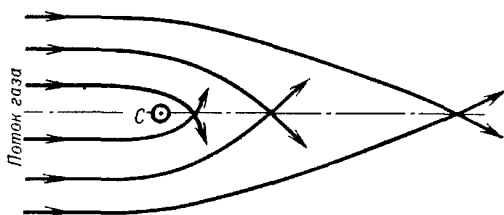


Рис. 1. Фокусировка массивным космическим телом C (Солнцем или звездой) набегающего потока частиц.

газа вдоль луча фокусировки непосредственно наблюдается по его излучению в линии гелия ($\lambda = 584 \text{ \AA}$) с помощью приборов, установленных на космич. аппаратах.

При прохождении света вблизи гравитирующего тела его траектория искривляется, свет притягивается к телу (рис. 2). Для обычных тел угол отклонения α мал ($\alpha \ll 1$) и выражается ф-лой $\alpha(b) = 4Gm/c^2b$, где b — прицельный параметр, m — масса тяготею-

щего тела. Как видно из рис. 2, лучи, вышедшие из светящейся точки И, огибают тело C и достигают наблюдателя H . Если источник света протяженный, то наблюдатель увидит два сильно астигматичных изображения объекта. Тело C , к-рое своим тяготением искривляет поток лучей, получило название гравитационной линзы. Если гравитирующая масса линзы C не сосредоточена в центре объекта, а распределена по нек-рому объёму и лучи света могут свободно проходить через эту массу (такой случай реализуется для большей части объёма галактик или скоплений галактик), то траектории лучей будут более сложными. Как правило, наблюдатель сможет увидеть три изображения светящегося объекта (третий луч может проходить через центральную часть гравитац. линзы, почти не отклоняясь от своего пути).

Уже обнаружено проявление 3—4 гравитац. линз. Напр., открыта пара квазаров QSO 0957 + 561 А, В, находящихся на угловом расстоянии 5,7" друг от друга, имеющих идентичные спектры с красным смещением $z \approx 1,41$ и почти одинаковую яркость. Гравитационной линзой в этом случае является галактика (или скопление галактик), находящаяся на пути от квазара к Зем-

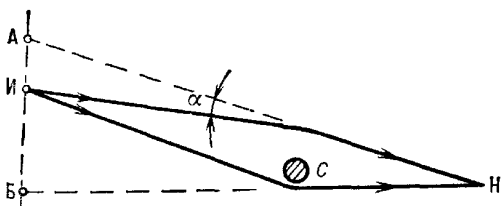


Рис. 2. Схематическое изображение гравитационной линзы. Массивное тело C , расположенное между источником излучения I и наблюдателем H , искривляет лучи, и наблюдатель видит два изображения источника: A и B .

ле и создающая его двойное изображение.

Г. ф. света своеобразно проявляется при его распространении в пространстве, заполненном прозрачной тяготеющей материей.

Тяготение материи, находящейся в конусе лучей, искривляет их, как схематически показано на рис. 3. Чем дальше объект, тем большая масса содержится в конусе лучей, тем силь-

ней отклонение. Это приводит к тому, что, начиная с нек-рого расстояния во Вселенной, более далёкий объект имеет уже не меньшие угловые размеры, а большие, чем такой же объект, расположенный ближе.

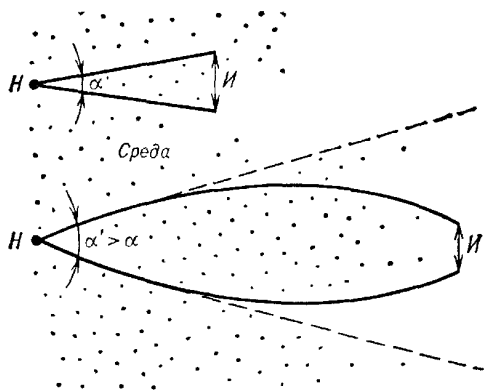


Рис. 3. Эффект увеличения видимых угловых размеров α источника излучения I с ростом космологического расстояния до наблюдателя H .

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюция звезд, М., 1971; Муханов В. Ф., Двойной квазар QSO 0957 + 561 А, В — гравитационная линза?, «УФН», 1981, т. 133, в. 4, с. 729.

И. Д. Новиков.

ГРАВИТАЦИОННАЯ ЭНЕРГИЯ

в классической физике — потенциальная энергия системы тел (частиц), обусловленная их взаимным тяготением. Для двух тел абс. её значение пропорционально произведению масс этих тел и обратно пропорционально расстоянию между ними. За нуль Г. э. принято считать её значение для тел, удалённых друг от друга на бесконечно большое расстояние, т. е. для тел, между к-рыми нет гравитац. взаимодействия. При сближении тел силы тяготения совершают работу за счёт потенц. энергии тяготения, то есть Г. э. Отсюда для любой системы тел, находящихся на конечных расстояниях, Г. э. отрицательна. Для изолиров. системы тел Г. э. явл. энергией связи.

Полная (механич.) энергия изолиров. системы тел, равная сумме их кинетич. и потенц. энергий, сохраняется во времени. По *теореме*, для стационарной системы тел (находящейся в равновесии) средняя Г. э. по абс. величине вдвое больше их ср. кинетич. энергии. Отсюда полная энергия такой системы отрицательна и равна полови-

не средней Г. э. Системы, у к-рых полная энергия положительна, т. е. кинетич. энергия превышает Г. э., не могут быть стационарными.

В общей теории относительности (ОТО), являющейся релятивистской теорией тяготения, понятие Г. э. усложняется. Тяготение в ОТО отождествляется с геометр. св-вами (кривизной) пространства-времени. Понятие энергии и закон её сохранения оказываются применимыми к системам, гравитац. поле к-рых убывает достаточно быстро при удалении на большие расстояния. В релятивистской теории тяготения наряду с отрицат. энергией связи системы гравитирующих тел появляется понятие положит. энергии, излучаемой системой в виде гравитац. волн (см. *Гравитационное излучение*). Полная механ. энергия системы убывает со временем на величину, к-рую уносят из системы гравитац. волны.

ГРАВИТАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — излучение гравитац. волн телами (массами), движущимися с переменным ускорением. ОТО — общая теория относительности (релятивистская теория тяготения), созданная А. Эйнштейном в 1916 г., предсказывает существование возмущений гравитац. поля, имеющих характер гравитац. волн, распространяющихся в вакууме со скоростью света. При слабых возмущениях гравитац. поля Г. и. имеет характер поперечных волн с двумя независимыми компонентами, к-рые определяют два состояния поляризации волны. Гравитац. волны переносят энергию и импульс. Воздействуя на тела, они должны вызывать относит. смещение их частей (деформацию тел). На этом явлении основаны попытки обнаружения Г. и. Однако гравитац. волны до сих пор не обнаружены из-за их чрезвычайно малой интенсивности и крайне слабого взаимодействия с веществом. Мощность Г. и., к-рая может быть создана в лабораторных условиях генератором Г. и. даже при значительной его массе, весьма невелика. Напр., согласно расчётам, при собственных колебаниях кварцевого бруса объёмом в неск. м³ с макс. амплитудой, ограниченной пределом прочности кварца, генерируемая мощность Г. и. составит лишь $\sim 10^{-20}$ Вт. Существуют две осн. причины низкой эффективности преобразования механ. энергии в энергию Г. и. Первая

состоит в малости *гравитационной постоянной*, к-рая входит как в ур-ния Эйнштейна, так и в закон всемирного тяготения Ньютона. Невелики и достижимые в экспериментах с макроскопич. телами ускорения (т. к. при больших ускорениях тела разрушаются). Если же использовать в качестве источников Г. и. микрообъекты — ступки электронов или ионов, то выигрыш в величине ускорения компенсируется малостью массы и полная мощность Г. и. опять оказывается весьма незначительной. Вторая существенная причина неэффективности лабораторных излучателей заключается в том, что, в отличие от электр. зарядов, все гравитац. заряды (массы) имеют один и тот же знак и величина гравитац. массы строго пропорциональна величине инертной массы (этот факт, положенный в основу ОТО, обычно наз. принципом эквивалентности; он многократно проверялся в различных опытах с весьма высокой степенью точности). Поэтому если в нек-рой системе массивных тел, движущихся с переменным ускорением, центр инертных масс этих тел остаётся на месте, то остаётся на месте и центр гравитац. масс. Это означает, что Г. и. одной движущейся с переменным ускорением массы будет в значит. степени компенсироваться излучением другой массы той же системы масс. Такой излучатель (и генерируемое им излучение) наз. к в а д р у л ь н ы м. Излучение эл.-магн. волн имеет дипольный характер (поскольку существуют электр. заряды разных знаков) и может быть интенсивным даже при колебаниях небольших зарядов.

Интенсивность Г. и., как и эл.-магн. излучения, пропорциональна квадрату заряда, т. е. в случае гравитации — квадрату массы (M^2), в то время как полный запас энергии (Mc^2) пропорционален массе в первой степени. Это означает, что с ростом массы при тех же амплитудах ускорений эффективность генерации Г. и. увеличивается. Вычисления показывают, что масса $M = 1M_{\odot}$ при частотах колебаний, по порядку величины соответствующих движению со скоростью света с на орбите с радиусом $r = r_g$ (где r_g — *гравитационный радиус*), за короткий интервал времени может потерять неск. процентов своей полной энергии ($M_{\odot}c^2$) за счёт Г. и. Этот процесс будет носить характер мощного всплеска Г. и. Аст-

рофизики предполагают, что во Вселенной существуют естеств. импульсные генераторы Г. и. высокой мощности. К ним должны относиться взрывы *сверхновых звёзд*, столкновения *нейтронных звёзд*, *чёрных дыр*, *несимметричный гравитационный коллапс* звёзд. Именно на такие источники и рассчитаны наземные лабораторные гравитац. антенны, работающие или создаваемые более чем в 20 лабораториях разных стран. Обнаружение на Земле всплесков Г. и. от этих источников означало бы одновременно и появление качественно нового канала астрофизич. информации. В одной галактике можно ожидать одну астрофизич. катастрофу такого типа раз в 20—30 лет (с такой частотой в среднем происходят взрывы сверхновых в одной галактике). Поэтому, чтобы рассчитывать на регистрацию одного всплеска Г. и. в месяц, необходимо иметь достаточно чувствительные наземные гравитац. антенны, способные обнаружить всплеск в любой из галактик, находящихся на расстоянии до 3 Мпк (в сфере с таким радиусом находится ок. 300 галактик).

Гравитац. антенной может быть любая пара масс — пробных тел (или протяжённое тело) и чувствительное устройство, регистрирующее малые отклонения смещения масс или вызывающие их силы. Всплеск Г. и., распространяющийся со скоростью света, несёт изменение св-в (кривизны) пространства, воздействующее на пробные тела. Амплитуда возмущений гравитац. поля, вызванных Г. и., убывает обратно пропорционально расстоянию от источника (излучателя). При расстоянии l между двумя свободными пробными телами вариации этого расстояния, вызванные всплеском Г. и. с амплитудой h , равны $\Delta l \approx lh$. Оптимистич. оценка для величины h в Солнечной системе в случае взрыва сверхновой на расстоянии 3 Мпк лежит в пределах $(3-1) \cdot 10^{-19}$ (при длительности всплеска $\sim 10^{-4}$ — 10^{-3} с). Более реалистич. оценка для того же случая: $h \sim 10^{-21}$ (выбор оценки зависит от неизвестной степени асимметрии взрыва сверхновой).

Наиболее перспективными считают два типа наземных гравитац. антенн. В первом типе вместо отклонения смещения двух пробных масс фиксируют низкочастотные механ. колебания массивного цилиндра длиной $\approx 1-3$ м, вызванные Г. и.

Во втором типе используются две свободные массы, разнесённые на расстояние $\sim 10^3-10^4$ м, и лазерный интерферометр для регистрации малых изменений этого расстояния (Δl) под действием Г. и.

При ориентации на оптимистич. прогноз чувствительность датчиков для первого типа антенн должна быть не хуже $\Delta l \approx (2-3) \cdot 10^{-17}$ см, а для второго типа — не хуже $\Delta l \approx (2-3) \cdot 10^{-14}$ см.

Тепловые колебания антенн создают помехи приёму Г. и. Для снижения уровня помех темп-ру антенн первого типа понижают до $T < 2$ К, увеличивают массу антенны (до неск. тонн), а также её механ. добротность (уменьшают затухание колебаний). Можно ожидать, что в ближайшие годы несколько антенн разных типов будут синхронно (в режиме совпадений) регистрировать возможные редкие всплески Г. и. с $h \approx 1 \cdot 10^{-19}$.

Следует отметить, что недавно было получено косвенное подтверждение существования Г. и. Долголетние наблюдения за двойной звездой, один компонент к-рой — пульсар PSR 1913 — 16, а другой, по-видимому, также нейтронная звезда, показали, что период обращения компонентов вокруг общего центра массы монотонно сокращается. Это сокращение периода означает сближение компонентов, к-рое, возможно, вызвано потерей энергии на Г. и. Численные оценки изменения периода, вызванного Г. и., удовлетворительно согласуются с известными данными о вращении этой тесной пары нейтронных звёзд.

Лит.: Мизнер Ч., Торн К., Уилер Д. Дж., Гравитация, т. 1—3, пер. с англ., М., 1977; Брагинский В. Б., Манукян А. Б., Измерение малых сил в физических экспериментах, М., 1974; Вайсберг Дж., Тейлор Дж., Фаулер Л., Гравитационные волны от пульсара в двойной системе, пер. с англ., «УФН», 1982, т. 137, в. 4, с. 707. В. Б. Брагинский.

ГРАВИТАЦИОННЫЙ КОЛЛАПС

Содержание:

1. Введение 226
2. Условия гидростатического равновесия звезды и возникновение гравитационного коллапса 227
3. Динамика гравитационного коллапса звезд с различными массами железного ядра ($m_{Fe} > 1,4 m_{\odot}$) 228
4. Термоядерный взрыв углеродно-кислородных звезд ($m_{CO} < 1,4 m_{\odot}$) и развитие гравитационного коллапса 231
5. Вспышки сверхновых звезд, статистика коллапсирующих звезд, возможности наблюдений 232

1. Введение

Г. к. звезды — катастрофически быстрое её сжатие под действием собств. сил тяготения — может произойти после прекращения в центр. области звезды термоядерных реакций. С истощением в звезде запасов ядерной энергии и угасанием центрального источника энергии непосредственно нарушается её тепловое, а затем и гидростатическое (механич.) равновесие. При этом ослабляются силы, противодействующие тяготению, и возникают условия для быстрого сжатия звезды. Г. к. рассматривают как один из возможных путей завершения *эволюции звезд* (с $M > 1,2 M_{\odot}$), приводящей к образованию нейтронных звезд или даже (в случае релятивистского Г. к.) черных дыр. Выброс внеш. слоев звезды, возможный при Г. к. её центр. области, приводит к появлению *сверхновой звезды*.

Термоядерные реакции служат источником энергии звезды и обеспечивают в ней гидростатич. и тепловое равновесие вплоть до образования в её центр. области атомных ядер группы железа. Эти ядра имеют наибольшую *энергию связи* на нуклон, так что синтез ядер более тяжёлых, чем ядра железа, уже не сопровождается выделением энергии, а, наоборот, требует затрат энергии. Лишенная с этого момента термоядерных источников энергии, звезда не может скомпенсировать потери энергии во внешнее пространство, тем более что к концу «термоядерного» этапа эволюции эти потери чрезвычайно возрастают. К обычным потерям энергии с поверхности звезды (испусканию фотонов фотосферой звезды) здесь прибавляются объёмные потери энергии, обусловленные интенсивным излучением *нейтрино* (ν) и антинейтрино ($\bar{\nu}$) центр. областью звезды. Объёмные потери энергии, как показывают расчёты эволюции звезд, становятся преобладающими над потерями с поверхности при темп-рах в центре звезды $T_c \gtrsim 5 \cdot 10^8 \text{ K}$. Для поздней стадии ядерной эволюции достаточно массивной звезды это условие выполняется с избытком — при синтезе ядер группы железа темп-ра в центре звезды с $M \approx 10 M_{\odot}$ достигает $3 \cdot 10^9 \text{ K}$. У маломассивных звезд, с массой около нижнего предела $\approx 1,2 M_{\odot}$, темп-ра в центре в конце ядерной эволюции тоже достигает значения $\approx 5 \cdot 10^8 \text{ K}$ и объёмные потери энергии в виде нейтринного излучения становятся основными.

Нескомпенсированные потери энергии нарушают равновесие звезды. Создаются условия для сжатия её центр. области под действием собств. сил тяготения. Звезда расходует теперь *гравитационную энергию*, выделяющуюся при сжатии. Темп-ра в сжимающейся звезде возрастает (см. *Вириала теорема*). Сначала сжатие звезды идёт медленно, так что условие гидростатич. равновесия ещё выполняется. Наконец, темп-ра достигает таких высоких значений, $\approx (5-10) \cdot 10^9 \text{ K}$, что ядра группы железа теряют устойчивость. Они распадаются на ядра гелия, нейтроны и протоны (на первом этапе распада $^{56}\text{Fe} \rightarrow ^{13}\text{He} + 4n - 124,4 \text{ МэВ}$, а при дальнейшем росте темп-ры распадаются и ядра He: $^4\text{He} \rightarrow 2p + 2n - 26,21 \text{ МэВ}$). Распад ядер требует значит. затрат энергии, т. к. представляет собой как бы всю цепь термоядерных реакций синтеза от водорода до железа, но идущую в обратном направлении (не с выделением, а с поглощением энергии). Темп-ра в недрах звезды всё же растёт (за счёт гравитац. сжатия), но из-за распада ядер железа, требующего затрат энергии, не так быстро, как это было бы необходимо для приостановления сжатия. В результате потерь энергии на нейтринное излучение и распада ядер происходит своеобразный взрыв звезды — взрыв внутри (иногда в научной литературе его наз. имплозией, в отличие от эксплозии — взрыва наружу, вызванного быстрым высвобождением энергии). При имплозии вещество центр. области звезды падает к центру со скоростью, близкой к скорости свободного падения. Возникающая при этом гидродинамическая волна разрежения втягивает последовательно в режим падения всё более удалённые от центра слои звезды. Начавшийся Г. к. при определённых условиях может затормозиться или даже остановиться, но в ряде случаев может безостановочно продолжаться, переходя в т. н. *релятивистский гравитационный коллапс*.

Выяснение всего комплекса условий, приводящих к Г. к., — задача крайне сложная. Один из важных этапов решения этой задачи — исследование условий гидростатич. равновесия на поздних стадиях эволюции звезды с привлечением ур-ния состояния вещества в звезде.

2. Условия гидростатического равновесия звезды и возникновение гравитационного коллапса

На всём протяжении эволюц. развития звезды, связанного с термоядерными реакциями в её центр. области, в звезде за редким исключением поддерживается гидростатич. равновесие. Оно заключается в равенстве в каждой точке звезды и в любой момент времени) сил тяготения $F_+ = Gm(r)\rho/r^2$ и сил отталкивания частиц вещества, обусловленных давлением p , $F_- = -\Delta p/\Delta r$ [здесь фигурирует абс. величины этих сил, r — расстояние от центра до рассматриваемой точки звезды, $m(r)$ — масса внутри сферы радиуса r , ρ — плотность вещества, $-\Delta p/\Delta r$ — приближённое выражение радиальной составляющей градиента давления в окрестности рассматриваемой точки]. Усреднённое для всей звезды в целом ур-ние гидростатич. равновесия можно приблизительно записать в виде:

$$p_c/R = Gm_c\rho_c/R^2, \quad (1)$$

где m и R — полная масса и радиус звезды, ρ_c и p_c — плотность и давление в центре звезды. Это ур-ние позволяет, в частности, оценить темп-ру T_c около центра звезды. Если принять, что вещество там подчиняется ур-нию состояния идеального газа, то $T_c = \frac{\mu}{R_0} \cdot \frac{Gm_c}{R}$,

где μ — молекулярная масса вещества звезды, R_0 — универсальная газовая постоянная. Для звёзд типа Солнца $T_c \sim 10^7$ К, для коллапсирующих (более массивных) звёзд она гораздо выше. На рис. 1 показана возможная схема эволюц. пути массивной звезды ($m \approx 10m_\odot$) от момента её рождения из газово-пылевого облака до момента полного истощения в её центр. области термоядерного топлива и наступления Г. к. (точка разветвления).

Эволюция звезды после «выключения» термоядерных источников энергии, строго говоря, может идти двумя путями: при сохранении гидростатич. равновесия и гидродинамич. путём, когда силы тяготения станут существенно преобладающими ($F_+ > F_-$). Путь, по к-рому пойдёт эволюция звезды, зависит от того, как давление вещества звезды изменяется с изменением темп-ры и плотности, т. е. от ур-ния состояния вещества. Если увеличение плотности при сжатии вещества силами тяготения

не сопровождается достаточно интенсивным ростом давления, то в звезде создаются предпосылки для нарушения гидростатич. равновесия и развития Г. к. Связь давления с плотностью в случае быстрого сжатия вещества (имеющего характер адиабатического процесса) имеет вид: $p_c \sim \rho_c^\gamma$ (γ называется показателем адиабаты).

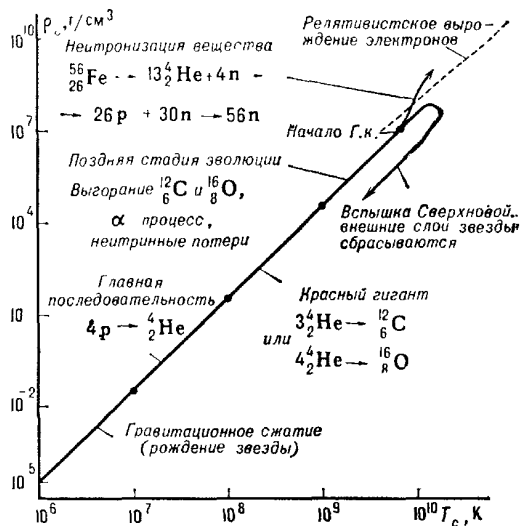


Рис. 1. Эволюционный путь звезды с $m = 10m_\odot$ до гравитационного коллапса (качественная картина); ρ_c и T_c — плотность и темп-ра в центре звезды. Показана смена основных этапов термоядерной эволюции звезды. Точка разветвления эволюционного пути соответствует началу коллапса. Левая ветвь характеризует эволюцию центральной области звезды в нейтронную звезду или чёрную дыру; правая ветвь — изменение состояния сброшенных слоёв звезды (в случае такой возможности).

В свою очередь, плотность вещества определяется размерами звезды $\rho_c \sim 1/R^3$. Выражение для сил отталкивания может быть записано, следовательно, в виде:

$$F_- \approx p_c/R \sim \rho_c^\gamma/R \sim R^{-(1+3\gamma)}. \quad (2)$$

Зависимость сил тяготения от радиуса звезды даётся соотношением:

$$F_+ \approx Gm_c\rho_c/R^2 \sim R^{-5}. \quad (3)$$

Из соотношений (2) и (3) видно, что силы тяготения быстрее нарастают с уменьшением радиуса звезды по сравнению с силами давления, если

$$5 > 1 + 3\gamma \text{ или } \gamma < 4/3. \quad (4)$$

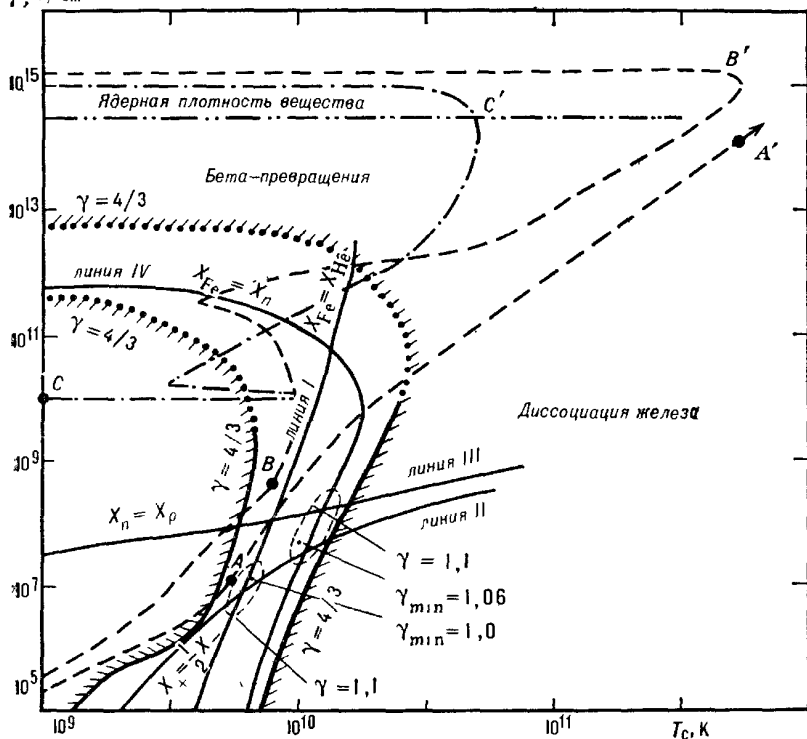
$\rho, \text{г/см}^3$ 

Рис. 2. Диаграмма взаимных превращений различных частиц звёздного вещества и его упругих свойств в зависимости от плотности (ρ) и темп-ры (T_c). Области наименьшей упругости вещества (с показателем адиабаты $\gamma_{\min} = 1,0$ и $1,06$) лежат вблизи пересечения линий равных весовых концентраций X : I — ядер железа и гелия (слева от линии преобладают ядра железа, справа — гелия, на самой линии $X_{Fe} = X_{He}$); II — электрон-позитронных пар и атомных электронов (выше этой линии преобладают электроны); III — нейтронов и протонов (выше линии преобладают нейтроны); IV — ядер железа и нейтронов (выше и правее линии преобладают нейтроны). На диаграмме изображены пути центральных точек звёзд: с массой $10 M_{\odot}$ — штриховая линия AA' с началом

гравитационного коллапса в точке A; с массой $2 M_{\odot}$ — штриховая линия BB' с началом гравитационного коллапса в точке B; с массой $1,4 M_{\odot}$ — штрих-пунктирная линия CC' (точка C — начало углеродного термоядерного взрыва). Замкнутыми штриховыми линиями со значением $\gamma = 1,1$ окружены области повышенной неустойчивости; линией, оттенённой штрихами, обозначен «овраг неустойчивости» с $\gamma < 4/3$. Верхняя часть «оврага неустойчивости» проведена условно из-за трудностей учёта бета-превращений.

При $\gamma < 4/3$ любое случайное малое гидродинамич. возмущение типа сжатия будет нарастать. Упругость вещества в этом случае недостаточна для предотвращения Г. к. В противном случае (при $\gamma > 4/3$) гидростатич. равновесие устойчиво; случайно возникшие уплотнения будут рассасываться и затухать. В строгой теории гидростатич. устойчивости звёзд учитывают неодинаковость γ для различных слоёв звезд. Фактически условия Г. к. наступают, когда в центр. области $\gamma < 4/3$, а во внеш. слоях ещё выполняется условие $\gamma > 4/3$. На рис. 2 приведены результаты теоретич. расчётов величин γ в зависимости от плотности и темп-ры вещества. Проведённые линии уровня $\gamma = 4/3$ отчётливо выделяют «овраг неустойчивости» (область с $\gamma < 4/3$). Когда в процессе эволюции в «овраг неустойчивости» попадает значит. часть центр. области звезды, начинается её Г. к.

3. Динамика гравитационного коллапса звёзд с различными массами железного ядра ($M_{Fe} > 1,4 M_{\odot}$)

Выявление физ. процессов, приводящих к значениям показателя $\gamma < 4/3$, представляет собой одну из важных проблем теории Г. к. При высоких темп-рах и давлениях, характерных для стадии полного прекращения термоядерных реакций в звезде, плотность вещества в центре звезды превышает в миллионы или даже в миллиарды раз плотность твёрдых тел на поверхности Земли. Несмотря на это, звёздное вещество по св-вам близко к идеальному газу, т. к. кинетич. энергия образующих его частиц значительно превышает потенц. энергию их взаимодействия. От обычного идеального газа вещество центр. области звезды отличается тем, что образующие его разнородные частицы (фотоны, электроны, позитроны, про-

тоны, нейтроны и разнообразные сложные атомные ядра) при взаимодействии могут испытывать различные превращения. При столкновении электрона с позитроном происходит их *аннигиляция*, и рождаются фотоны. В свою очередь, фотоны высоких энергий при столкновении с др. частицами могут рождать пары электрон — позитрон или путём фотоядерных реакций вызывать диссоциацию сложных ядер. Протоны и нейтроны участвуют в разнообразных ядерных реакциях со сложными ядрами, к-рые также могут взаимодействовать между собой. Нуклоны и ядра испытывают ещё различные бета-превращения (см. *Бета-процессы*). Подобные взаимные превращения частиц при определённой достаточно высокой температуре достигают динамич. равновесия (ядерного статистич. равновесия), и это состояние определяет равновесные концентрации всех частиц и все св-ва звёздного вещества, в т. ч. границы и глубину «оврага неустойчивости».

Наряду с превращениями частиц, к-рые протекают с равной вероятностью в прямом и обратном направлениях (так что они уравнивают друг друга), в конце термоядерной стадии эволюции звёзд значит. интенсивности достигают бета-превращения. В бета-превращениях обязательно участвуют нейтрино и антинейтрино, к-рые сразу же после своего рождения покидают звезду (для них толща звезды прозрачна). Поэтому бета-превращения имеют односторонний характер — реакций взаимодействия нейтрино и антинейтрино с к.-л. другими частицами (напр., захват нейтрино протоном) в звезде не происходит. Односторонний характер бета-превращений означает, что в звёздном веществе нет полного *термодинамического равновесия*. Количество вклад бета-превращений особенно существен в левой верхней части «оврага неустойчивости», куда могут попасть менее массивные звёзды, с $m \lesssim 1,4m_{\odot}$. Из-за отсутствия термодинамич. равновесия изображённые в этой части рис. 2 линии носят условный характер (они были фактически вычислены с использованием весьма грубого приближения). Строгое определение физ. условия при существенном вкладе бета-превращений требует последовательного расчёта их кинетики, самосогласованного с расчётом эволюции и Г. к. звезды. Тем не менее могло бы устанавливаться т. н. кинетич. равновесие, в

к-ром уравнивались бы все бета-превращения, за исключением тех, к-рые могли бы быть вызваны свободно улетающими нейтрино и антинейтрино. При таком равновесии для быстрых гидродинамических возмущений, за которыми не успевают бета-превращения, «овраг неустойчивости» мелеет и сужается. А это означает, что могут развиваться только неустойчивости с характерным временем бета-превращений. Поэтому у маломассивных звёзд Г. к. должен развиваться сравнительно медленно. В общем случае задачу развития Г. к. следует решать с учётом кинетики всех бета-превращений.

В любом случае вещество звезды, попадая в «овраг неустойчивости», теряет упругость, и звезда, в конечном счёте, не может противодействовать силам тяготения, что ведёт к развитию Г. к. Строгие расчёты для звезды с массой $2m_{\odot}$ (масса железного ядра $m_{\text{Fe}} \approx 1,8m_{\odot}$, остальное — кислородная внеш. оболочка) показывают остановку Г. к. при достижении в центре звезды плотности $\rho_c \sim 10^{13} \text{ г/см}^3$ и темп-ры $T_c \sim 10^{11} \text{ К}$. После остановки Г. к. начинается процесс образования горячей нейтронной звезды. При этом продолжается довольно медленное увеличение (вся быстрая стадия Г. к. до остановки характеризуется гидродинамич. временем $\sim 0,1 \text{ с}$) центр. плотности до $\rho_c \sim 10^{15} \text{ г/см}^3$ и темп-ры $T_c \sim 10^{12} \text{ К}$ (за время $\approx 3 \text{ с}$). Затем происходит ещё более медленный процесс охлаждения горячей нейтронной звезды, завершающийся образованием холодной нейтронной звезды, для к-рой масса $2m_{\odot}$ ещё допустима (см. *Нейтронные звёзды*).

Такой же расчёт (в рамках той же физ. модели) Г. к. массивной звезды, с $m \approx 10m_{\odot}$ (из них масса железного ядра $m_{\text{Fe}} \approx 7m_{\odot}$, остальное — кислородная внеш. оболочка), приводит к иному результату. Остановки Г. к. не получается, и быстрая гидродинамич. стадия Г. к. продолжается релятивистским Г. к., т. е. звезда превращается в чёрную дыру. На рис. 2 нанесены траектории центр. точки звезды для обоих обсуждаемых расчётов Г. к.: $2m_{\odot}$ (BB') и $10m_{\odot}$ (AA'). Видно, что остановка Г. к. в случае BB' происходит после пересечения траектории центра звезды с правой (внешней) границей «оврага неустойчивости», где показатель адиабаты $\gamma = 4/3$. В точке остановки показа-

тель $\gamma \gg 4/3$. В случае AA' траектория проходит (рис. 2) правее траектории BB' , и, несмотря на то что $\gamma > 4/3$ после пересечения «оврага неустойчивости», Г. к. даже не тормозится. Т. о., при наличии мощного нейтринного излучения увеличение упругости звёздного вещества ещё недостаточно для остановки Г. к.

К физ. причинам, вызывающим остановку Г. к. в случае $2 M_{\odot}$, следует отнести прежде всего прекращение всех процессов взаимного превращения частиц, идущих с затратой энергии, и образование большого числа нуклонов из ядер группы железа и ядер гелия. Образовавшийся нуклонный газ (с избытком частично вырожденных нейтронов) значительно повышает упругость вещества, при темп-ре недр $T_c > 10^{10}$ К (значение γ для такого газа приближается к $5/3$). Не менее важным фактором следует считать возникающую на определённом этапе сжатия непрозрачность толщи звезды для нейтринного излучения. Нейтрино и антинейтрино, беспрепятственно уходившие до этого из звезды, в новых условиях будут поглощаться веществом звезды. В результате суммарные потери энергии у звезды уменьшатся, к тому же одновременно возникающий перенос энергии нейтринным излучением из центра звезды в её внеш. слои может непосредственно затруднить Г. к. внеш. слоёв звезды. Можно считать, что возникновение нейтринной непрозрачности на такой стадии Г. к., когда восстановилась достаточная упругость вещества ($\gamma > 4/3$), способствует остановке Г. к. Теория нейтринных потерь энергии, включая вопросы непрозрачности и переноса энергии нейтринным излучением, явл. одной из главных задач в исследовании Г. к. В принципе остановку Г. к. могут содействовать также вращение и магн. поле звезды, но количественно эти важные эффекты пока учесть довольно трудно.

К моменту остановки Г. к. у звезды образуется резко выраженная гетерогенная структура: сильно сжатое ядро с массой $\sim M_{\odot}$ и сравнительно мало сжавшаяся с начала Г. к. оболочка, содержащая остальную массу звезды. Как показывают расчёты, после остановки Г. к. центральной области звезды внеш. слои продолжают падать к центру и, натолкнувшись на плотное ядро, быстро тормозятся. Торможение падаю-

щего, или аккрецирующего (см. *Аккреция*), вещества осуществляется в области ударного скачка на границе ядра и падающей оболочки. При достаточно резкой остановке сжатия ядра этот скачок может преобразоваться в мощную *ударную волну*, распространяющуюся от границы ядра к периферии звезды. На рис. 3, построенном на основе одного

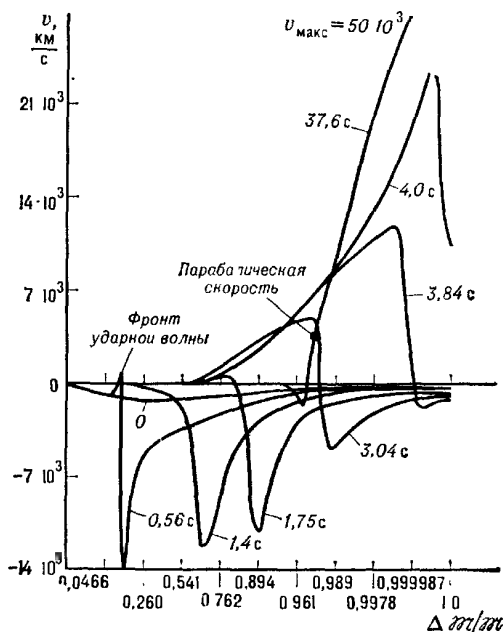


Рис. 3. Распределение скоростей v движения слоёв звезды с массой $10 M_{\odot}$ в зависимости от величины $\Delta m/m$ (т. е. доли массы звезды, расположенной глубже данного слоя) в различные моменты гравитационного коллапса. Начало отсчёта времени условное. Самый крутой участок кривых представляет собой фронт ударной волны, распространяющейся к поверхности звезды. На кривой для момента времени 37,6 с отмечена параболическая скорость (отрыва внешних слоёв), равная в рассматриваемом случае $3,5 \cdot 10^3$ км/с. Все слои звезды правее этой точки образуют впоследствии сброшенную оболочку.

из расчётов Г. к. с очень резкой остановкой для звезды с $m \sim 10 M_{\odot}$, показано, как по мере распространения ударной волны движение вещества к центру тормозится и сменяется разлётom наружу. Первоначально (рис. 3) ударная волна сформировалась как ударный скачок при $\Delta m/m \approx 0,1$ в момент 0,56 с. Она продолжает существовать до момента 1,75 с в виде ударного скачка, пока вещество за её фронтом полностью тормозится. В дальнейшем происходит распространение ударной вол-

ны. Её скорость возрастает с приближением фронта волны к поверхности звезды, т. к. она движется из плотных ко всё более разреженным слоям вещества. Ударная волна ускоряется также за счёт детонации ядерного горючего во внеш. слоях звезды. Осн. процессом такого рода, учитываемым в расчёте, явл. превращение ядер $2^{16}_8\text{O} \rightarrow {}^{32}_{16}\text{S} + 16,54 \text{ МэВ}$. В конце концов ударная волна может вызвать отрыв части оболочки от звезды. Примерно так могла бы происходить вспышка сверхновой звезды.

Но в более последовательных расчётах Г. к. с остановкой достаточно мощной ударной волны со сколько-нибудь значительной кинетич. энергией разлёта оторвавшихся слоёв не получается. В расчёте Г. к. для звезды с массой $2m_{\odot}$ (случай BB' на рис. 2) вообще не получилось никакого выброса внеш. слоёв, даже с учётом эффекта вращения. Наблюдения же, напротив, свидетельствуют о тесной связи нейтронных звёзд-пульсаров и вспышек сверхновых. С этой точки зрения особый интерес представляют исследования Г. к. для звёзд малых масс, приближающихся к т. н. *Чандрасекара пределу* ($\approx 1,2m_{\odot}$ для железной звезды и $\approx 1,4m_{\odot}$ для углеродной). Дело в том, что в этих исследованиях был обнаружен весьма эффективный механизм выброса оболочки звезды (см. раздел 4). На рис. 2 нанесена траектория CC' , изображающая Г. к. для центра звезды с массой $m = 1,4m_{\odot}$, к-рый сопровождается выбросом внеш. слоёв (качеств. сторону этого эффекта поясняет рис. 3).

4. Термоядерный взрыв углеродно-кислородных звёзд ($m_{\text{CO}} < 1,4 m_{\odot}$) и развитие гравитационного коллапса

Выше уже говорилось, что главным механизмом, приводящим к потере гидростатич. устойчивости маломассивных звёзд, явл. бета-превращения, а точнее — захват электронов ядрами и протонами, т. е. *нейтронизация* вещества. Ясно, что процесс нейтронизации будет содействовать Г. к., поскольку при захвате электронов снижается электронное давление, а также уносится из звезды в виде нейтрино определённая энергия. Заметим, что внутри маломассивной звезды давление *вырожденного газа* электронов — осн. часть давления вещества (см. начало траектории CC'

на рис. 2). Г. к. маломассивных звёзд отличается от Г. к. массивных звёзд ещё в одном отношении. После «сгорания» гелия и образования углеродно-кислородного ядра звезды (рис. 1) её дальнейшая эволюция протекает различно в зависимости от массы образовавшегося ядра. Г. к. массивных звёзд, с $m > 1,4m_{\odot}$, развивается (после образования железного ядра звезды) так, как было описано на примере Г. к. звёзд с $m = 2m_{\odot}$ и с $m = 10m_{\odot}$. В маломассивных звёздах, с $m < 1,4m_{\odot}$, Г. к. может начаться раньше, при выгорании углерода. Расчёты показывают, что это выгорание протекает, как правило, бурно, с нарушением гидростатич. равновесия звезды и переходит в термоядерный взрыв с большим выделением энергии.

Однако, несмотря на взрывное горение углерода и кислорода, этот сложный процесс в конечном счёте может привести всё-таки к развитию Г. к., а не к взрыву звезды. Этому способствуют интенсивная нейтронизация продуктов горения (ядер группы железа) и сопровождающие её значит. потери энергии за счёт нейтринного излучения. Интенсивность указанных процессов быстро растёт с увеличением плотности в центре звезды. Из расчётов следует, что термоядерный взрыв углеродно-кислородной звезды действительно переходит в Г. к., если центр. плотность звезды до начала выгорания превышает значение $\rho_c \approx 10^{10} \text{ г/см}^3$. Принципиальная возможность Г. к. также вытекает из сравнения чандрасекаровского предела для железной звезды ($1,2m_{\odot}$) и массы рассматриваемой углеродно-кислородной звезды ($1,4m_{\odot}$). Превышение массы последней над чандрасекаровским пределом явл. необходимым условием Г. к., а $\rho_c \gtrsim 10^{10} \text{ г/см}^3$ — достаточным условием.

Превращение термоядерного взрыва в Г. к. иллюстрирует рис. 4, где изображено изменение со временем радиусов неск. слоёв углеродно-кислородной звезды (траектория её центр. точки CC' дана на рис. 2). В момент времени $t = 3,3 \text{ с}$ (время отсчитывается от момента, когда темп-ра в центре звезды достигла значения $6 \cdot 10^8 \text{ К}$, достаточного для развития взрывного термоядерного горения углерода) радиусы всех слоёв резко уменьшаются, что и означает переход взрыва в Г. к.

Развивающийся Г. к. сопровождается всё возрастающим потоком нейтринного

излучения, к-рый, частично передавая свою энергию веществу внеш. слоёв звезды, значительно ускоряет термоядерное горение остатков углерода в этих слоях. Формируется мощная детонац. волна с положит. скоростями вещества позади фронта, достаточными для отрыва наружной оболочки. Детальный учёт этого механизма в расчётах показывает, что разлетаю-

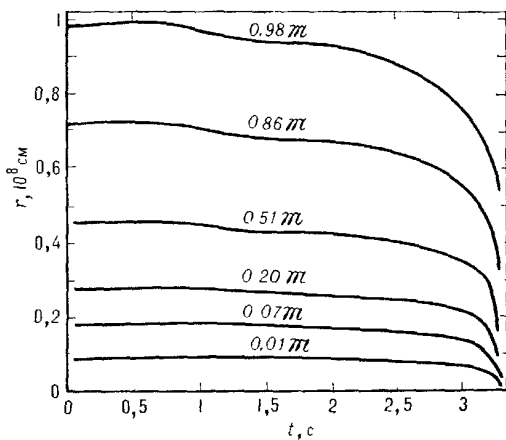


Рис. 4. Изменение со временем радиусов слоёв углеродно-кислородной звезды с массой $1,4 M_{\odot}$ в процессе развития термоядерного взрыва углерода и превращения взрыва в гравитационный коллапс. Каждый слой, обозначенный соответствующей кривой, характеризуется частью массы звезды ΔM , заключённой внутри этого слоя.

щейся оболочке передаётся энергия $\sim 10^{50}$ эрг. Затем кинетич. энергия оболочки может увеличиться (но уже в гораздо более медленном темпе, за $10^5 - 10^6$ с) за счёт эффектов вращения и давления магн. поля до величины $\sim 10^{51}$ эрг, что соответствует энергии оболочки типичной сверхновой звезды. Если в углеродно-кислородной звезде центральная плотность докритическая ($\rho_c \lesssim 10^{10}$ г/см³), то при термоядерном горении в ней может или спокойно образоваться железное ядро в результате выгорания части вещества, или развиться пульсационный режим термоядерного горения углерода с последующим взрывом звезды. Теория эволюции звёзд показывает, что различие в значениях центр. плотности углеродно-кислородных звёзд, определяющее их дальнейшую судьбу, может быть вызвано условиями развития звёзд в составе тесных двойных систем.

5. Вспышки сверхновых звёзд, статистика коллапсирующих звёзд, возможности наблюдений

Теория Г. к. приводит, следовательно, к выводу, что со вспышками сверхновых связан коллапс маломассивных углеродно-кислородных звёзд, с массой ок. $1,4 M_{\odot}$. Дополнит. анализ показывает, что Г. к. с образованием горячей нейтронной звезды и выбросом (в два этапа) внеш. оболочки можно отождествить со сверхновыми I типа. В то же время взрыв звезды без образования нейтронной звезды можно поставить в соответствие со сверхновыми II типа. Следует всё же заметить, что такие отождествления не вполне однозначны и не исключают др. вариантов. Теоретически возможен Г. к. без вспышки сверхновой, как это было установлено в расчётах Г. к. массивных железных ядер звёзд. При этом процессе Г. к. может завершаться рождением нейтронных звёзд или чёрных дыр.

К сожалению, пока трудно сказать что-либо определённое об относит. частоте различных исходов эволюции звёзд, и в частности о частоте Г. к. Существующая статистика звёзд утверждает, что число звёзд с $M > M_0$, оканчивающих свою ядерную эволюцию, растёт с уменьшением M_0 как $M_0^{-1.4}$. В Галактике, согласно этой статистике, для $M_0 = 1.2 M_{\odot}$ число «умирающих» звёзд за год составляет ≈ 1 . Но статистика не учитывает процессов потери массы звёздами в ходе эволюции, а также ряд др. важных эффектов, она, вероятнее всего, преувеличивает частоту Г. к. В то же время вывод о преобладающем вкладе звёзд малых масс в число звёзд, завершающих эволюцию гравитац. коллапсом, кажется правдоподобным. Кроме того, следует подчеркнуть, что масса звезды, о к-рой идёт речь в теории поздних стадий эволюции, на самом деле представляет собой массу углеродно-кислородного ядра звезды, имеющей гетерогенную структуру гиганта с плотным ядром и разреженной оболочкой. Из расчётов эволюции звёзд известно, что масса ядра в неск. раз меньше массы всей звезды (напр., масса ядра, равная $10 M_{\odot}$, соответствует полной массе звезды $M = 32 M_{\odot}$). Пока трудно указать значение наименьшей массы коллапсирующих звёзд, но оно, очевидно, должно превышать чандрасскаровский предел железной звезды ($\approx 1,2 M_{\odot}$).

Если масса горячей нейтронной звезды $m \lesssim 2m_{\odot}$, то такая нейтронная звезда после короткого периода интенсивного нейтринного охлаждения (неск. десятков секунд) не должна испытывать релятивистской Г. к. и может наблюдаться в виде источника постепенно ослабевающего теплового рентг. излучения, а также долгое время в виде пульсара с излучением в диапазоне от радиоволн до гамма-лучей.

В теории Г. к. особенно интересен вопрос о нейтринном излучении. В ходе Г. к. излучаются в виде импульса продолжительностью 10—30 с нейтрино ν и антинейтрино $\bar{\nu}$ с полной энергией $\approx 3 \cdot 10^{53}$ эрг. В первом приближении можно считать, что ν и $\bar{\nu}$ в этом импульсе представлены в примерно равных количествах, причём энергия отдельной частицы в среднем составляет 10–15 МэВ. Расчётная кривая нейтринной светимости $L_{\nu\bar{\nu}}$ звезды с массой $2m_{\odot}$ изображена на рис. 5. Начало отсчёта времени выбрано произвольно, когда ср. оптическая толщина звезды $\tau_{\nu\bar{\nu}} = 0,001$. Значения оптич. толщины $\tau_{\nu\bar{\nu}}$ указаны около вертикальных стрелок. Оси. часть кривой нейтринной светимости соответствует условиям нейтринной непрозрачности ядра звезды ($\tau_{\nu\bar{\nu}} \geq 1$). Точка F указывает момент прекращения гидродинамич. расчёта Г. к. Буквами A , B и C обозначены различные фазы Г. к., к-рые характеризуются следующими данными:

	A	B	C
$E_{\nu\bar{\nu}}/10^{53}$ эрг	1	17	30
$\epsilon_{\nu\bar{\nu}}$, МэВ.	12	14	15
Δt , с.	0,04	3,1	15

Здесь $E_{\nu\bar{\nu}}$ — полная энергия всех сортов нейтрино, включая электронные и мюонные; $\epsilon_{\nu\bar{\nu}}$ — ср. энергия нейтрино и антинейтрино; Δt — продолжительность соответствующей фазы Г. к.

Значит, длительность нейтринного свечения объясняется тем, что осн. доля энергии излучается не в процессе быстрой гидродинамич. стадии Г. к., а на последующей стадии аккреции вещества внеш. слоёв (фаза B , рис. 5) и охлаждения горячей гидростатически равновесной нейтронной звезды (фаза C). Нейтринный импульс, излучённый

коллапсирующей в пределах нашей Галактики звездой, в принципе может быть зарегистрирован на имеющихся уже детекторах нейтринного излучения (см. *Нейтринная астрономия*). Обнаружение нейтринного импульса стало бы непосредственной наблюдательной проверкой теории Г. к. В частности, оно позволило бы проверить важный вывод теории о возможности Г. к., протекающего без

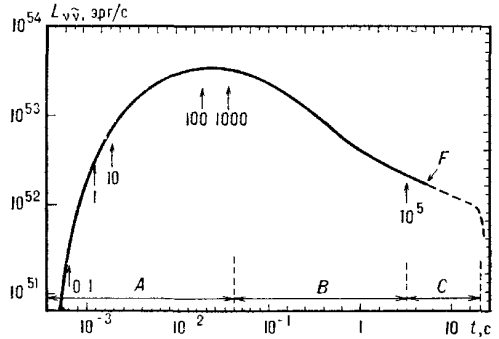


Рис. 5. Изменение нейтринной светимости $L_{\nu\bar{\nu}}$ звезды массой $2m_{\odot}$ в процессе гравитационного коллапса (соответствует кривой BB' на рис. 2).

сброса оболочки и, следовательно, без наблюдаемых эффектов типа вспышек сверхновых. Таких процессов в Галактике может происходить, как уже говорилось, ≈ 1 в год.

В процессе Г. к. звёздных ядер с массой, не превышающей массу холодной нейтронной звезды ($\approx 2m_{\odot}$), эффекты общей теории относительности (ОТО) не очень существенны, хотя их нужно будет учитывать при последующем развитии теории Г. к. Однако эффекты ОТО имеют решающее значение для релятивистского Г. к., к-рым заканчивается эволюция массивных звёздных ядер.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюция звезд, М., 1971; Шкловский И. С., Сверхновые звезды и связанные с ними проблемы, 2 изд., М., 1976, с. 398 и посл.; На переднем крае астрофизики, пер. с англ., М., 1979; Имшенник В. С., Надежин Д. К., Конечные стадии эволюции звезд и вспышки сверхновых, в кн.: Итоги науки и техники. Сер. Астрономия, т. 21, М., 1982 В. С. Имшенник.

ГРАВИТАЦИОННЫЙ ПОТЕНЦИАЛ, потенциал гравитационного поля (в к.-л. его точке), — скалярная функция ϕ координат, численно равная работе, к-рую производит

поле при переносе точечной единичной массы из к.-л. начальной точки в данную точку. Эта работа не зависит от пути. Обычно в качестве начальной берут точку, находящуюся на бесконечно большом расстоянии от масс, создающих гравитац. поле. Поскольку гравитац. силы — всегда силы притяжения, работа этих сил, а следовательно и Г. п., при таком выборе всегда отрицательны. Г. п. в точке b , создаваемой точечной массой m_a , находящейся в точке a , $\varphi = -G \cdot m_a / r_{ab}$, где G — гравитационная постоянная, r_{ab} — расстояние от точки a до точки b . Потенциальная энергия тела с массой m_b , находящегося в точке b , равна при этом φm_b , т. е. есть потенц. энергия тела единичной массы в данной точке гравитац. поля. Г. п., создаваемый телами, размеры к-рых нельзя считать малыми по сравнению с расстоянием r_{ab} , рассчитывают как сумму потенциалов, создаваемых достаточно малыми элементами этих тел. Гравитац. сила равна градиенту Г. п.

ГРАВИТАЦИОННЫЙ РАДИУС (r_g) — линейный размер, определяемый массой m гравитирующего тела по формуле $r_g = 2Gm/c^2$. Если линейные размеры тела приближаются к r_g (напр., размеры звезды при *релятивистском гравитационном коллапсе*), то вблизи тела в сильном поле тяготения существенными становятся эффекты общей теории относительности (ОТО): пространство оказывается неевклидовым, а время течёт медленнее, чем вдали от m , вне сильного поля тяготения. Рассмотрим взаимодействие в пустоте сферического невращающегося сильно сжатого тела, имеющего массу m , с пробной покоящейся массой m . Если пробное тело находится на таком расстоянии r от массивного тела, что длина окружности, описанной вокруг его центра и проходящей через m , равна $2\pi r$, то сила тяготения, действующая на m согласно ОТО,

$$F = Gm m / r^2 \left(1 - \frac{r_g}{r}\right)^{1/2}.$$

Из ф-лы видно, что с приближением r к r_g сила стремится к бесконечности. При $r < r_g$ все тела падают к тяготеющему центру, они не могут ни покоиться, ни двигаться наружу. Сфера с радиусом $r = r_g$, описанная вокруг покоящегося сферич. тела с массой m , наз. сферой Шварцшильда. Эта сфера явл. границей *черной дыры*, возникающей

при сжатии невращающейся сферич. массы. Для космич. тел (звезд, планет) значения Г. р. очень малы, напр. для Солнца $r_g \approx 2,96$ км, для Земли $r_g \approx 0,886$ см.

И Д Новиков

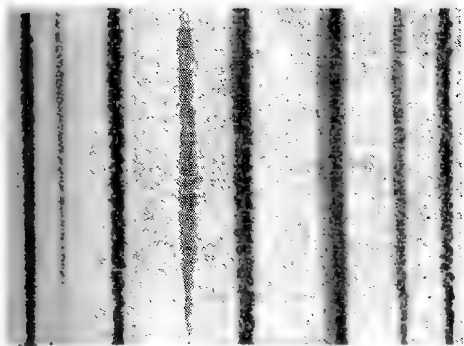
ГРАВИТАЦИЯ — то же, что *тяготение*.

ГРАВИТОН — квант гравитац. поля. Согласно общей теории относительности (см. *Тяготение*), возмущения гравитац. поля распространяются в вакууме в виде гравитац. волн (см. *Гравитационное излучение*). Аналогично квантованию эл.-магн. поля, приводящему к понятию кванта этого поля — *фотона*, квантование поля гравитац. волн приводит к понятию кванта гравитац. поля — *гравитона*. Сумма энергий и импульсов Г. определяет энергию и импульс гравитац. волны. В отличие от фотона, спин к-рого равен 1, спин Г. равен 2 (в единицах $\hbar$), что отражает тензорный характер гравитац. взаимодействия. Масса покоя Г. должна равняться нулю, а скорость — скорости света в пустоте. Гравитоны g могут возникать и исчезать при аннигиляции частиц и античастиц и рождении пар, напр. $e^+ + e^- \rightleftharpoons g + g$. Однако вероятность всех процессов рождения Г. в 10^{30} – 10^{40} раз меньше вероятности рождения фотонов. Поэтому испускание Г. высоких энергий мало даже при катастрофических космич. явлениях (*гравитационном коллапсе* звезд и др.). Согласно *модели горячей Вселенной*, Г. составляют определённую часть суммарного *фоновое излучения Вселенной* (см. *Космология*). Из-за крайней слабости гравитац. взаимодействия обнаружение Г. — пока за пределами экспериментальных возможностей.

ГРАНУЛЯЦИЯ — система постоянно возникающих, а затем (через неск. минут) исчезающих светлых ячеек (гранул) в фотосфере Солнца, разделенных узкими темными промежутками. Поскольку угловой размер гранул ($\approx 1''$) очень близок к предельному разрешению солнечных телескопов, установленных на поверхности Земли, Г. наблюдается или в моменты наибольшего спокойствия атмосферы (разрешение до $0,5''$), или с баллонов и спутников. Г. видна практически до самого края диска Солнца. Общее число гранул на диске $\approx 2 \cdot 10^6$.

Характеристики отдельных гранул сильно меняются при переходе от одной ячейки к другой и подвержены времен-

ным изменениям. Ср. диаметр гранулы составляет ≈ 700 км, хотя встречаются как вдвое большие, так и вдвое меньшие гранулы. Ср. время жизни гранулы ок. 8 мин. Скорости движения газа в гранулах определить весьма трудно. При наблюдениях спектра Солнца с очень высоким разрешением спектральные линии показывают характерную зигзагообразную структуру (рис.). По-



Участок солнечной спектрограммы при высоком разрешении. Волнистые спектральные линии имеют солнечное происхождение, линии без структуры принадлежат земной атмосфере.

явление зигзагов связано со сдвигом линий из-за *Доплера эффекта*, вызванного подъемом и опусканием газовых масс протяженностью в сотни км. Однако фактически наблюдаемые над фотосферой (где образуются центр. части линий) скорости этих макродвижений оказываются весьма малыми — до $0,4$ км/с для восходящего потока в центр. части гранул. По аналогичным наблюдениям близ края диска обнаруживается растекание газа от центра к периферии яче-

ек со скоростями $0,2-0,3$ км/с. Экстраполяция этих значений приводит к скоростям ≈ 1 км/с собственно в фотосфере, на уровне образования непрерывного спектра, и к скоростям ≈ 2 км/с в подфотосферных слоях. Из совпадения последней величины с теоретич. значением скорости конвекции в верхней части конвективной зоны, а также из равенства теоретич. и наблюдаемого времени жизни ячеек делается заключение о том, что происхождение Г. связано с конвекцией. Наблюдаемые эффекты явл. в таком случае результатом проникновения отдельных конвективных элементов в верхний, конвективно устойчивый слой. Солнце в этом смысле явл. звездой с развитой конвективной зоной.

Отношение интенсивностей излучения светлых гранул и темных фотосферных межгранулярных прожилок для видимой области спектра составляет $\approx 1,3$. Это свидетельствует о различии примерно на 500K темп-р в этих объектах на уровне образования непрерывного спектра.

Иногда наблюдаются кольцевые (взрывающиеся) гранулы: яркая точка, расширяющаяся со скоростью до 2 км/с в кольцо, к-рое затем распадается на части (длительность всего процесса ≈ 10 мин). В активных областях фотосферы существуют цепочки ярких гранул, образующих волокна фотосферных факелов. В непосредств. близости от солнечных пятен гранулы несколько вытягиваются вдоль направления силовых линий магн. поля. В сильных полях тени пятен наблюдается слабоконтрастная остаточная грануляция с размерами ячеек ≈ 300 км и временем жизни ≈ 30 мин.

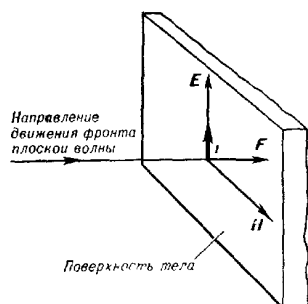
М А Лившиц.

Д

ДАВЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ — давление, оказываемое эл.-магнитным излучением на тела, взаимодействующие с ним. В физике давление определяется как сила, действующая на единичную площадку по направлению нормали к площадке, или как импульс, переносимый за ед. времени через единичную площадку по направлению нормали к ней. Объяснение Д. и. может быть дано на основе как волновых, так и квантовых представлений о природе излучения.

Излучение можно рассматривать как совокупность фотонов (квантов эл.-магн. поля). Каждый фотон обладает энергией $h\nu$ и импульсом $h\nu/c$. При поглощении фотона его импульс передается поглощающему телу. При рассеянии излучения частицы вещества также получают импульс от фотонов. Согласно закону сохранения импульса, Д. и. испытывают и тела, испускающие фотоны.

Согласно волновым представлениям, Д. и. на тело обусловлено взаимодействием эл.-магн. волн с находящимися в теле электрич. зарядами. В простейшем случае нормального падения волны на поверхность тела (рис.) электрич.



Пространственное расположение векторов напряженности электрического (E) и магнитного (H) полей электромагнитной волны, токов i и силы $F = [iH]/c$, действующей на тело (случай нормального падения волны).

поле E волн вызывает смещение зарядов вдоль поля (создаёт токи i). Взаимодействие токов с магн. полем волн H вызывает появление силы $F = [iH]/c$, действующей на заряды в направлении распространения волны. Д. и. ($p_{\text{и}}$) в этом случае равно i — среднему значению объёмной плотности эл.-магн. энер-

гии волны, падающей нормально к поверхности тела. Если тело частично отражает волну, то плотность эл.-магн. энергии у его поверхности увеличивается и становится равной $u(1+r)$, где r — коэфф. отражения. Соответственно увеличивается Д. и.: $p_{\text{и}} = u(1+r)$. Д. и. на абсолютно зеркальную поверхность, полностью отражающую излучение, равно $2u$. Тело, испускающее эл.-магн. волну, также испытывает с её стороны давление, равное плотности энергии испускаемой волны.

Давление света, экспериментально открытое и измеренное рус. физиком П. Н. Лебедевым в 1900 г., представляет собой частный случай Д. и. (давление оказывает излучение видимого участка спектра).

Давление солнечного излучения на Землю невелико: $\approx 0,45 \cdot 10^{-5}$ Н на 1 м^2 поверхности ($\approx 4,5 \cdot 10^{-3}$ дин/см 2), перпендикулярной солнечным лучам; суммарная сила $\approx 6 \cdot 10^8$ Н на всю Землю (это в 10^{13} раз меньше силы гравитационного притяжения Земли к Солнцу). С уменьшением характерного размера тела (l) сила его притяжения к Солнцу уменьшается пропорционально l^3 (т. к. масса тела $\sim l^3$), а сила, обусловленная Д. и., — пропорционально площади его поверхности, т. е. $\sim l^2$. Т. о., при малых l роль Д. и. становится существенной. Поэтому действия Д. и. и гравитации на пылинки и молекулы, входящие, напр., в состав комет, сравнимы по величине. Это объясняет своеобразие динамики таких частиц.

В недрах звёзд излучение находится в локальном термодинамическом равновесии с веществом, и его почти изотропное давление определяется ф-лой $p_{\text{и}} = u/3 = aT^4/3$, где T — темп-ра, a — постоянная, связанная с постоянной в Стефана — Больцмана законе излучения σ соотношением $a = 4\sigma/c$. В этом случае результирующая сила, действующая на элемент объёма, определяется разностью давлений на противоположные его поверхности, т. е. пропорциональна градиенту Д. и. Градиент

Д. и., так же как градиент давления вещества, явл. силой, уравнивающей тяготение звезды. При локальном термодинамич. равновесии давление в норм. звезде определяется давлением идеального газа и Д. и.:

$$p = \rho R T / \mu + a T^4 / 3,$$

где ρ и μ — плотность и молекулярная масса вещества, R — газовая постоянная. Для большинства звёзд Д. и. много меньше давления вещества p_v . Чем массивнее звезда, тем выше её светимость и тем больше отношение p_n/p_v . При $m \sim 100 m_\odot$ (m — масса звезды) $p_n/p_v \sim 1$. В гипотетических сверхмассивных звёздах, с $m \sim (10^5 - 10^9) m_\odot$, существование к-рых возможно в ядрах галактик и квазаров, Д. и. намного превышает давление вещества:

$$p_n/p_v \sim (m/m_\odot)^{1/2}.$$

Поток излучения, выходящий из звезды, оказывает давление на её внеш. слои. Величина этой силы пропорциональна сечению взаимодействия излучения с веществом S_r и в пересчёте на один протон равна:

$$F_L = \frac{L S_r}{4\pi r^2 \mu_e},$$

где L — светимость звезды, r — расстояние от центра звезды, μ_e — число луклонов на один электрон. Когда сила F_L превысит силу гравитац. притяжения $F_G = G m(r) m_p / r^2$ [m_p — масса протона, $m(r)$ — масса вещества звезды внутри радиуса r и G — гравитационная постоянная], вещество начинает истекать из звезды под действием Д. и. Светимость звезды, отвечающая условию $F_L = F_G$, называется критической светимостью Эддингтона и равна:

$$L_{Эд} = \frac{4\pi c G m(r)}{S_r} \mu_e m_p.$$

Величину $S_r/\mu_e m_p = \chi$ называют прозрачностью вещества. Отношение $m(r)/\chi$ зависит от r . Если во всей звезде $L > L_{Эд}$, то существование такой звезды невозможно, так как Д. и. приведёт к её разлёту. На поздних стадиях эволюции массивных звёзд во внеш. областях $L > L_{Эд}$, что приводит к истечению вещества из звезды. Однако осн. её масса остаётся в состоянии равновесия с $L < L_{Эд}$. Д. и. в спектральных линиях

высокоионизованных ионов углерода, кислорода и др. элементов явл. одной из причин, приводящих к звёздному ветру от горячих звёзд.

Поток излучения, выходящий из звезды, взаимодействует гл. обр. с электронами плазмы, составляющей атмосферу звезды, а тяготение действует в основном на протоны и ядра. Различие в действиях сил Д. и. и тяготения приводит к разделению зарядов и появлению заряда Q на звезде. Этот заряд, обусловленный избыточными протонами, с одной стороны, отталкивает протоны и частично уравнивает их гравитацию, а с другой — притягивает электроны и препятствует их удалению под действием Д. и. Из равенства силы, обусловленной Д. и., и электр. силы может быть определён заряд звезды (при условии, что истечение вещества и аккреция отсутствуют):

$$Q = \frac{G m \mu_e m_p}{e} \cdot \frac{L}{L_{Эд}},$$

где e — заряд электрона.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Релятивистская астрофизика, М., 1967.

С. А. Каплан, Г. С. Бисноватый-Коган.

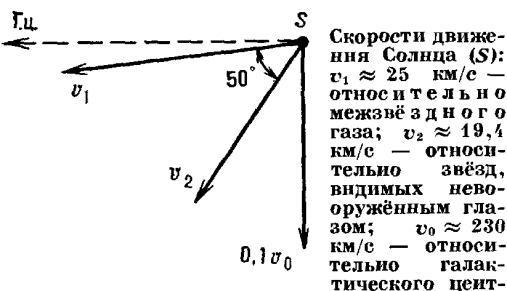
ДВИЖЕНИЕ СОЛНЦА в пространстве (направление и скорость движения) зависит от того, в какой системе отсчёта оно рассматривается. Чаще всего Д. С. приводится в системах отсчёта, связанных с ближайшими звёздами, с межзвёздным газом, с центром Галактики, с Местной группой галактик, с удалёнными галактиками и скоплениями галактик и с реликтовым излучением.

Система отсчёта, связанная с ближайшими к Солнцу звёздами (обычно рассматриваются звёзды, удалённые не более чем на 100 пк), наз. местным стандартом покоя. Измерения лучевых скоростей и собственных движений близких звёзд показывают, что Солнце движется относительно местного стандарта покоя со скоростью 19,4 км/с в направлении точки на небесной сфере с координатами $\alpha \approx 270^\circ$, $\delta \approx +30^\circ$ (эта точка наз. *апексом*).

Д. С. относительно межзвёздного газа приводит к тому, что нейтральные атомы межзвёздного водорода и гелия проникают внутрь Солнечной системы (см. *Межзвёздный ветер*). Исследование распределения этих атомов в непосредств. окрестности Солнца показало, что относительно межзвёздного газа Солнце

движется со скоростью $v \approx 22-25$ км/с в направлении $\alpha \approx 258^\circ$, $\delta \approx -17^\circ$.

Вместе с ближайшими звёздами и межзвёздным газом Солнце участвует во вращении вокруг центра Галактики. Вращение происходит по орбите, близкой к круговой. Точнее всего парамет-



ра (Г. ц.). На рис. скорость v_0 уменьшена в 10 раз по сравнению с v_1 и v_2 . Все скорости приведены в проекции на галактическую плоскость. Вектор v_1 отклонён на 12° , а вектор v_2 — на 22° от галактической плоскости (вверх). Вектор v_0 лежит в плоскости Галактики.

ры галактич. вращения определяются по измерениям лучевых скоростей шаровых звёздных скоплений и по профилям радиолинии водорода 21 см. Эти методы дают для скорости галактич. вращения вблизи Солнца значение $\approx 220-230$ км/с, причём вектор скорости лежит в плоскости Галактики и перпендикулярен направлению на галактич. центр (рис.). Д. С. относительно др. галактик складывается из вращения Солнца вокруг центра Галактики и движения Галактики как целого. Единств. источником информации об этом движении явл. измерение лучевых скоростей внегалактич. объектов. Т. к. Местная группа, в к-рую входят Галактика и неск. десятков её ближайших соседей, явл. динамически связанной системой, то скорость и направление движения Галактики относительно галактик, входящих в Местную группу ($v \approx 115$ км/с, $\alpha \approx 87^\circ$, $\delta \approx 69^\circ$), отличается от скорости и направления движения относительно скоплений галактик. Местная группа галактик движется в направлении скопления галактик в созвездии Девы со скоростью 410 ± 55 км/с.

Реликтовое излучение (см. *Микроволновое фоновое излучение*) определяет нек-рую выделенную систему отсчёта, общую для всей наблюдаемой части Вселенной. Для наблюдателя, неподвижного относительно этой системы отсчёта,

распределение темп-ры реликтового излучения по небу ближе всего к изотропному с $T \approx 2,7$ К. При движении наблюдателя Доплера эффект приводит к тому, что темп-ра излучения имеет максимум в направлении движения и минимум в противоположном направлении. Степень отклонения распределения темп-ры от изотропного зависит от величины скорости. Из анализа наблюдательных данных следует, что Солнце движется относительно реликтового излучения со скоростью ≈ 400 км/с в направлении $\alpha \approx 11,6^\circ$, $\delta \approx -12^\circ$.

В. Г. Курт.

ДВОЙНЫЕ ЗВЁЗДЫ (физические двойные) — две звезды, объединённые силами тяготения и обращающиеся по эллиптическим (в частном случае — круговым) орбитам вокруг общего центра масс. Существуют также кратные физ. звёзды — тройные, четверные и т. д., но число их существенно меньше физ. Д. з. Если компоненты физ. Д. з. можно разглядеть непосредственно в телескоп или на фотографиях (получаемых для этой цели при помощи длиннофокусных астрографов), то её наз. визуально-двойной звездой. Тесные Д. з., двойственность к-рых не удаётся обнаружить даже в самые крупные телескопы, могут оказаться спектрально-двойными либо затменно-двойными (иначе — затменными переменными, см. *Переменные звёзды*). Первые проявляют свою двойственность периодич. колебаниями или раздвоениями спектр. линий, вторые — периодич. изменениями суммарного блеска звёзд. В нек-рых случаях можно установить двойственность методами интерферометрии, спекл-интерферометрии или путём скоростной регистрации покрытий звёзд Луной (фотометрич. кривые изменения блеска одиночной и двойной звёзд оказываются различными). К Д. з. относят также: астрометрические Д. з., обладающие тёмными спутниками (среди близких к Солнцу звёзд обнаружено ок. 20 астрометрических Д. з.); звёзды со сложными спектрами (сочетаниями двух различных спектров); широкие пары — звёзды с большим общим собств. движением (т. е. с большим угловым перемещением звезды по небесной сфере, выражаемым в секундах дуги в год). В пространстве компоненты могут быть разделены десятками тысяч а. е., а периоды обращения могут достигать неск. млн. лет. Фотометрическими Д. з. иног-

да наз. также двойные (кратные) системы, кратность к-рых выявляется методами многоцветной фотометрии звёзд на основе сопоставления её показателей цвета на двухцветных (многоцветных) диаграммах (см. *Астрофотометрия*).

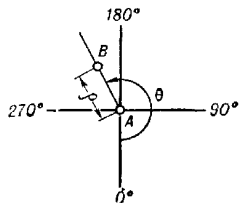


Рис. 1. Положение спутника (B) относительно звезды (A) определяется координатами: расстоянием ρ между компонентами двойной звезды и позиционным углом θ .

Относит. число известных двойных (и кратных) звёзд неуклонно увеличивается; в настоящее время считают, что большая часть (возможно, больше 70%) звёзд объединена в системы большей или меньшей кратности; из числа известных Д. з. около $1/3$ оказываются тройными или звёздами большей кратности. Известны шести- и семикратные звёзды.

Большой интерес представляют Д. з., в состав к-рых входят физ. переменные звёзды (напр., новые звёзды), пульсары и, возможно, черные дыры, т. к. в этом случае удаётся оценить массы этих объектов.

При наблюдениях визуально-двойной звезды измеряют расстояние ρ между компонентами и позиционный угол θ линии центров, иначе говоря, угол между направлением на северный полюс мира и направлением линии, соединяющей главную (более яркую) звезду с её спутником (рис. 1). Многолетние наблюдения могут обнаружить криволинейность траектории относительного движения спутника и дать возможность оценить периоды обращения.

Число открытых визуально-двойных звёзд (включая широкие пары) превышает 60 тыс. Из них лишь 10 тыс. измерялись более или менее регулярно. У более 500 из них уже обнаружена кривизна пути, достаточная для того, чтобы пытаться определить форму относит. орбиты. Примерно для 150 Д. з. определены орбиты, т. е. по видимой траектории движения спутника вокруг главной звезды вычислены элементы истинной орбиты, указывающие форму и размеры орбиты, её пространств. ориентацию. По этим данным можно предвычислить положения спутника на

орбите (рис. 2). Лишь орбиты ≈ 80 Д. з. можно считать определёнными достаточно надёжно, чтобы по ним пытаться определить массы звёзд — компонентов двойных. Применение третьего закона Кеплера к движению Д. з. с известными расстояниями до них даёт возможность (почти единственную) определить массы звёзд (см. *Массы небесных тел*).

Изменения смещений или раздвоений спектр. линий спектрально-двойных звёзд позволяют определить *лучевую скорость*, являющуюся проекцией орбитальной скорости на луч зрения (рис. 3). Кривые лучевых скоростей (рис. 4) — одного компонента или обоих, если спутник не слишком отличается по блеску от главной звезды и в спектре видны и могут быть изме-

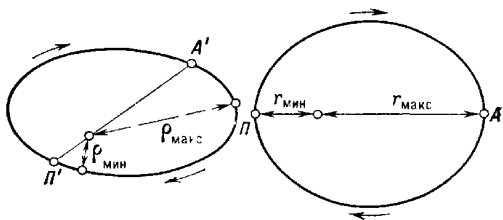


Рис. 2. Видимая и истинная орбита двойной звезды. П — периастр, П' — проекция периастра, А — апоастр, А' — проекция апоастра. Отмечены видимые (ρ) и истинные (r) максимальные и минимальные расстояния от центра масс системы.

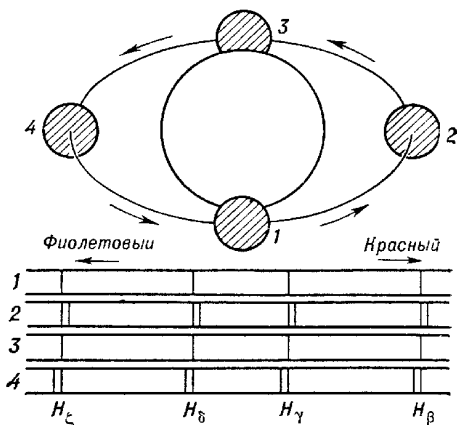


Рис. 3. Схема периодического раздвоения и смещения спектральных линий балмеровской серии (H_δ , H_γ и т. д.) звезды-спутника относительно тех же линий главной звезды в процессе орбитального движения (1, 2, 3, 4 — последовательные положения спутника и соответствующие им спектры, смещение линий спутника показано относительно линий главной звезды, принятых за неподвижные).

рены линии обоих компонентов, — дают возможность вычислить элементы истинной орбиты (яркого компонента вокруг общего центра масс, либо более слабого компонента вокруг яркого, помещаемого

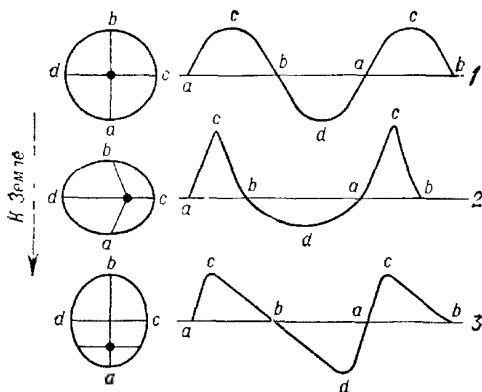


Рис. 4. Влияние формы и ориентации орбиты на форму кривой лучевой скорости: 1 — круговая орбита; 2 — эксцентриситет орбиты $e = 0.5$, долгота периастро $\omega = 0^\circ$; 3 — эксцентриситет орбиты $e = 0.5$, $\omega = 270^\circ$; а, б, с, d — положения звезды-спутника и соответствующие им значения лучевой скорости.

в фокус относит. орбиты, либо, наконец, каждого компонента относительно центра масс системы, рис. 5). Определённые периоды спектрально-двойных звёзд заключены в пределах от 0,1084 сут (у Малой Медведицы) до 59,8 лет (визуально Д. з. ξ Большой Медведицы). Подавляющее большинство спектрально-двойных звёзд имеет периоды порядка неск. сут. Всего открыто более 3000 спектрально-двойных звёзд, приблизительно для 1000 из них вычислены элементы орбит.

Кривая блеска затменной Д. з. показывает периодич. уменьшения блеска — одно или два за период и постоянный блеск между минимумами (у звезды типа Алголя) либо непрерывное его изменение (у звезд типа β Лиры или W Большой Медведицы, в последнем случае минимумы почти одинаковой глубины, см. *Переменные звёзды*). Число открытых затменных Д. з. превышает 5 тыс.

Анализ кривых блеска даёт возможность определить не только элементы орбиты затменной Д. з., но и некоторые характеристики самих компонентов (форму, размеры, выраженные либо в долях большой полуоси орбиты, либо в километрах, если дополнительно имеют-

ся измерения лучевых скоростей). Высокая точность совр. фотоэлектрич. измерений блеска в ряде случаев даёт возможность выявить и учесть влияние на кривую блеска т. н. тонких эффектов, напр. *потемнения к краю диска звезды*, а также количественно выразить степень отклонения формы компонентов от шаровой для очень тесных двойных (типов β Лиры и W Большой Медведицы). При заметной эксцентricности орбиты возможно обнаружение эффекта вращения линии апсид (т. е. линии, соединяющей периастр и апоастр, см. *Элементы орбиты*), что может быть связано с существованием третьего, ещё не обнаруженного компонента системы, либо с заметным отличием формы звёзд от шаровой вследствие приливной деформации близких компонентов. Если один из компонентов затменной Д. з. — горячая звезда *главной последовательности*, а другой — сверхгигант, обладающий протяжённой атмосферой, то можно очень детально изучить строение и состав атмосферы сверхгиганта по изменениям в спектре затменной, когда сквозь атмосферу сверхгиганта во время затмения будет просвечивать горячая звезда. Линии поглощения будут изменяться по мере «погружения» горячей звезды в более плотные слои протяжён-

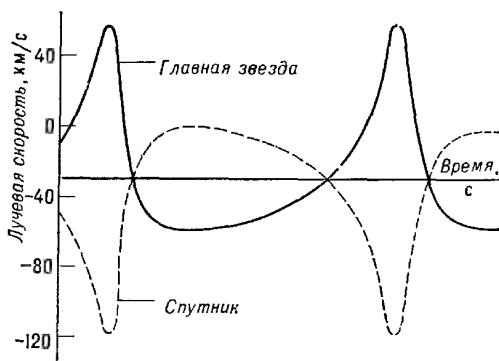


Рис. 5. Периодическое изменение лучевых скоростей двух компонентов спектрально-двойной звезды θ Орла (сплошная кривая — лучевая скорость главной звезды, штриховая — звезды-спутника).

ной атмосферы сверхгиганта. Примерами таких пар явл. ϵ Возничего (период 27 лет, из к-рых затмение длится ок. 2 лет!) и ξ Возничего (период 972 сут, затмение длится ок. 40 сут).

Данные о массах компонентов Д. з. неоценимы для установления статис-

тич. зависимости между абс. болометрической величиной звезды и её массой M (рис. 6) — зависимости, к-рая вытекает из совр. теорий внутр. строения звёзд и источников энергии звёзд.

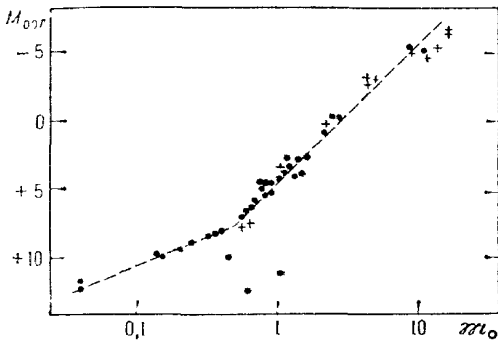


Рис. 6. Зависимость масса—абсолютная болометрическая звёздная величина ($M - M_{\text{бол}}$) по данным о спектрально-двойных (крестики) и визуально-двойных (точки) звёздах. Три точки внизу, в стороне от остальных, — белые карлики — компоненты двойных. По оси абсцисс отложены в логарифмической шкале массы звёзд, выраженные в единицах массы Солнца $M_{\odot}$.

Эта зависимость служит для определения масс одиночных звёзд по их светимостям (иначе, по их абс. болометрическим звёздным величинам $M_{\text{бол}}$).

Хотя до сих пор нет полной ясности в вопросе о происхождении двойных и кратных звёзд, многочисл. исследованиями отвергнута гипотеза деления в результате нарушения равновесия одиночной вращающейся звезды и гипотеза захвата одной звезды другою, теоретически возможного лишь вблизи третьей звезды, звёздного скопления или массивного газово-пылевого облака. Наиболее вероятно одноврем. образование кратной системы в общем процессе образования звёзд. Компоненты Д. з. (они имеют один и тот же возраст) представляют большой интерес для проверки теорий звёздной эволюции (см. *Эволюция звёзд*).

Лит.: Курс астрофизики и звездной астрономии, т. 2, ч. 2, М., 1962, гл. 3—5; Методы астрономии, пер. с англ., М., 1967, гл. 21—24; Бэттен А., Двойные и кратные звезды, пер. с англ., М., 1976; Кутто П., Наблюдения визуально-двойных звезд, пер. с франц., М., 1981. П. Г. Куликовский.

ДЕФЕКТ МАССЫ — разность между массой связанной системы взаимодействующих тел и суммой их масс в свободном состоянии. Д. м. (ΔM) определяется энергией связи системы ($\Delta \mathcal{E}$): $\Delta M = \Delta \mathcal{E}/c^2$. В масс-спектроскопии Д. м. называют

разность между массой атома, измеренной в атомных единицах массы, и массовым числом. Такое определение отличается от приведённого выше началом отсчёта дефекта массы и системой единиц.

Для атомных ядер Д. м. определяет предельную величину энергии, к-рая может выделяться при ядерных реакциях. Энергия, выделяемая при экзотермич. или поглощаемая при эндотермич. реакциях, равна разности между суммой Д. м. продуктов реакции и суммой Д. м. исходных ядер. Это позволяет исследовать энергетику ядерных реакций, ненаблюдаемых в лабораторных условиях, но реализующихся в космосе и определяющих эволюцию звёзд, а также процессы образования хим. элементов.

При очень больших гравитационных потенциалах, сравнимых по величине с c^2 , может стать существенным гравитац. Д. м. При этом нужно учитывать не только энергию притяжения, но и положительную кинетич. энергию взаимодействующих тел (частиц). При гравитационном коллапсе гравитац. энергия связи переходит в тепловую и кинетич. энергию коллапсирующего вещества, поэтому масса системы может уменьшиться лишь за счёт потерь энергии на излучение (эл.-магн., нейтринное, гравитационное). При коллапсе в чёрную дыру такое уменьшение массы может составлять 20—40%.

Гравитац. Д. м. Солнца $\sim 10^{-6} M_{\odot}$, белого карлика и нейтронной звезды той же массы соответственно $\sim 10^{-3}$ — $10^{-4} M_{\odot}$ и $\sim 10^{-1} M_{\odot}$. Гравитац. Д. м. звёздного скопления составляет 10^{-7} — 10^{-8} от его массы, Д. м. Галактики и скопления галактик — соответственно 10^{-6} и 10^{-6} — 10^{-5} от их масс.

Если ср. плотность Вселенной превышает критическую, то мир явл. замкнутым (см. *Космология*), так что гравитац. Д. м. для Вселенной в целом совпадает с её полной массой и для внешнего наблюдателя её масса равна нулю. На этом св-ве замкнутого мира основаны нек-рые космологические гипотезы спонтанного рождения Вселенной.

М. Ю. Хлопов.

ДЖИНСА НЕУСТОЙЧИВОСТЬ — см. *Гравитационная неустойчивость*.

ДИЛЮЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ — ослабление излучения. Характеризуется коэфф. дилуции W , показывающим, какую

долю составляет плотность энергии ρ_ν излучения с частотой ν в рассматриваемой точке пространства от значения термодинамически равновесной плотности энергии излучения ρ_ν^* при темп-ре источника излучения (ρ_ν^* определяется *Планка законом излучения*). Т. о., коэфф. диллюции $W = \rho_\nu / \rho_\nu^*$. Плотность энергии излучения ρ_ν есть количество энергии эл.-магн. излучения в единичном интервале частот вблизи частоты ν и в единичном элементе объёма. Она определяется интенсивностью I_ν излучения, приходящего в рассматриваемый элемент объёма со всех сторон:

$$\rho_\nu = \frac{1}{c} \int I_\nu d\Omega,$$

где $d\Omega$ — элемент телесного угла.

Внутри звезды в любую точку со всех сторон приходит излучение, приближённо характеризуемое законом Планка. Поэтому там $W = 1$. В атмосфере звезды, куда такое излучение приходит лишь из полупространства, $W \approx 1/2$. С удалением от звезды в среде, прозрачной для излучения на рассматриваемой частоте, W меняется как $\Omega/4\pi$, где Ω — телесный угол, под к-рым виден диск звезды из данной точки пространства. Спектр излучения примерно соответствует закону излучения Планка, а количество фотонов в W раз меньше, чем следует из этого закона, т. е. излучение как бы ослаблено в W раз. Коэфф. диллюции

$$W = \frac{1}{2} \left[1 - \sqrt{1 - \left(\frac{r^*}{r} \right)^2} \right].$$

При $r \gg r^*$ $W \approx \frac{1}{4} \left(\frac{r^*}{r} \right)^2$,

где r^* — радиус звезды, r — расстояние от центра звезды до данной точки.

В средах, ионизируемых излучением со спектром, близким к планковскому, напр. в *планетарных туманностях*, *зонах HII*, и для ряда элементов (C, Si, S, Fe и др.) в областях *HI межзвёздной среды* от Д. и. зависит *ионизационное равновесие* вещества. При этом ионизация оказывается намного ниже, чем следует из *Саха формулы*, поскольку для учёта Д. и. правую часть её следует умножить на W . Типичные значения W в указанных объектах $\sim 10^{-12}$ — 10^{-16} .

Лит.: Соболев В. В., Курс теоретической астрофизики, 2 изд., М., 1975.
Н. Г. Бочкарьёв.

ДИСПЕРСИЯ ВОЛН — зависимость фазовой скорости волн от частоты. Понятие Д. в. применимо к волнам любого типа (эл.-магн., звуковым, плазменным и т. д.).

Обычные звуковые волны в одноатомном газе распространяются без дисперсии — их фазовые скорости равны скорости звука $v_{зв} = \sqrt{\gamma R_0 T / \mu}$ и не зависят от частоты (здесь μ — молекулярная масса, γ — показатель адиабаты, см. *Адиабатический процесс*). Если же газ многоатомный, то часть энергии звуковых волн может затрачиваться на возбуждение вращательного движения молекул, а также колебаний атомов внутри молекул. В результате в некоторой области частот, близких к частоте релаксации $\omega_p \sim 1/\tau$ (τ — время релаксации, характеризующее перераспределение энергии между степенями свободы молекулы), наблюдается зависимость скорости звука от частоты ω :

$$v_{зв}^2 = v_0^2 + \left(v_\infty^2 - v_0^2 \right) \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2},$$

где v_0 и v_∞ — соответственно скорости звука для малых ($\omega \tau \ll 1$) и больших ($\omega \tau \gg 1$) частот. Эта зависимость объясняет «расплывание» звукового импульса (сигнала), поскольку сигнал можно представить как совокупность гармонич. волн разных частот, к-рые движутся вследствие дисперсии с различными скоростями.

В космич. условиях возможно появление Д. в. и в одноатомном газе, если энергия звуковых волн частично «высвечивается» (переходит в энергию эл.-магн. излучения). В этом случае с уменьшением частоты фазовая скорость стремится к изотермической скорости звука $\sqrt{R_0 T / \mu}$.

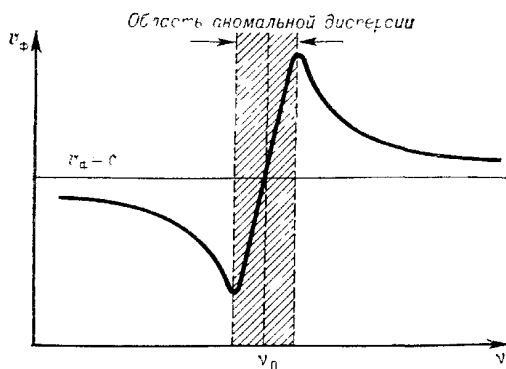
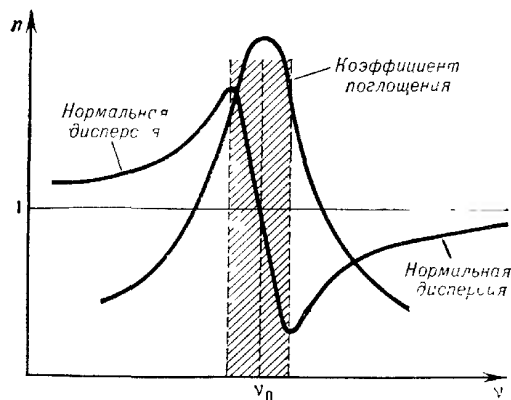
Распространение звуковых волн в гравитационном поле также сопряжено с Д. в.

При распространении волн большой амплитуды могут наблюдаться нелинейные эффекты, в т. ч. искажения формы волны (рост крутизны волны, обращение волнового фронта, когда, напр., расходящаяся волна становится сходящейся, и т. д.). Эти искажения в случае звуковых волн объясняются различием скоростей перемещения разных точек профиля волны: точки в областях сжатия перемещаются быстрее, чем в областях разрежения (звук в сжатой среде распространяется быстрее, чем в разре-

женной). Накапливающиеся со временем изменения формы волны ведут к увеличению крутизны её фронта, а затем и к появлению разрывов — ударных волн.

Наличие Д. в. в нелинейной среде может стабилизировать профиль распространяющихся волн или отдельных импульсов. Для этого рост крутизны волны из-за нелинейности должен быть точно скомпенсирован «расплыванием» волны из-за дисперсии. В среде без дис-

персии излучают вторичные эл.-магн. волны той же частоты ν . Эти волны, складываясь с приходящей волной, образуют распространяющуюся в среде результирующую волну. По мере распространения в среде результирующей волны её фаза смещается по отношению к фазе, которую имела бы в этом месте приходящая волна в отсутствие среды. Иначе говоря, волна в среде распространяется с фазовой скоростью $v_{\text{ф}}$, отличной от фазовой скорости c в вакууме. Осо-



Зависимость показателя преломления n от частоты ν электромагнитных колебаний вблизи резонансной частоты ν_0 (в пределах контура спектральной линии); $v_{\text{ф}}$ — фазовая скорость, c — скорость света.

сигации (при малых потерях энергии) такие стационарные волны могут быть либо периодическими, либо иметь вид структурно-устойчивой уединённой волны — солитона, а при диссипации — ударных волн с осцилляторной структурой (волна имеет неск. гребней с убывающей амплитудой).

В случае эл.-магн. волн Д. в. часто определяют как зависимость показателя преломления от частоты. Увеличение показателя преломления с ростом частоты (с уменьшением длины волны) наз. *нормальной Д. в.* — красные лучи при переходе в оптически более плотную среду отклоняются слабее, чем синие. Вблизи спектр. линий, в области сильного поглощения, имеет место *аномальная Д. в.* — более длинные волны преломляются сильнее (рис., слева).

Дисперсия света в веществе объясняется тем, что внеш. электроны в атомах (т. н. оптич. электроны) совершают под действием электрич. поля эл.-магн. волн вынужденные колебания с частотой падающих волн (ν). Колеблющиеся электро-

ны образуют волну, ведёт себя в области частот, близких к собственной частоте колебаний электронов ν_0 . При $\nu = \nu_0$ (резонанс) сдвиг фаз первичной волны и вторичных волн равен нулю и $v_{\text{ф}} = c$ (рис., справа). В области, где $\nu \approx \nu_0$, резко возрастает амплитуда вынужденных колебаний электронов и наблюдается значит. поглощение средней энергии падающих волн. Вдали от резонанса при $\nu > \nu_0$ скорость $v_{\text{ф}} > c$, а при $\nu < \nu_0$ $v_{\text{ф}} < c$. В этих областях нормальной Д. в. скорость $v_{\text{ф}}$ уменьшается с ростом частоты (а показатель преломления увеличивается). В области частот вблизи ν_0 значение $v_{\text{ф}}$ увеличивается с ростом ν (показатель преломления уменьшается), т. е. наблюдается *аномальная Д. в.*

В плазме дисперсия эл.-магн. волн обусловлена собств. колебаниями электронов с частотой $\omega_{\text{пе}}$ (ленгмювской частотой) относительно ионов. В этом случае показатель преломления

$$n = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_{\text{пе}}}{\omega}\right)^2} \approx 1 - \frac{2\pi e^2 n_e}{m_e \omega^2}, \quad (1)$$

где e , m_e и n_e — заряд, масса и концентрация электронов, $\omega = 2\pi\nu$ — круговая частота эл.-магн. колебаний, k -рая предполагается значительно более высокой, чем ω_{0e} . Следовательно, Д. в. в плазме характеризуется возрастанием ν_ϕ (уменьшением показателя преломления) с уменьшением частоты.

В космич. плазме из-за Д. в. форма распространяющегося негармонического (несинусоидального) сигнала искажается. Он расплывается и на разных частотах приходит в точку наблюдения неодновременно (в плазме импульс распространяется с групповой скоростью волн $c^2/\nu_\phi = cn$). Это явление было обнаружено при наблюдении излучения *пульсаров*. Пульсары испускают импульсы эл.-магн. излучения одновременно в широком диапазоне частот. Оказалось, что приёмники низкочастотного излучения фиксируют приход сигнала позже, чем приёмники высокочастотного излучения. Промежуток времени Δt между приёмом сигналов на частотах ω_1 и ω_2

$$\Delta t = l \left(\frac{1}{cn_1} - \frac{1}{cn_2} \right) \approx \frac{2\pi e^2 n_e l}{m_e c} \left(\frac{1}{\omega_1^2} - \frac{1}{\omega_2^2} \right), \quad (2)$$

где l — расстояние до пульсара. Обычно удобнее определять скорость изменения частоты (частотный дрейф) проходящего сигнала в зависимости от самой частоты, т. е. величину

$$\frac{\Delta t(\nu)}{\Delta \nu} = \frac{e^2}{\pi m_e c \nu^3} DM, \quad (3)$$

где $\Delta \nu = (\omega_2 - \omega_1)/2\pi \ll \nu$, DM — мера дисперсии, равная полному числу электронов на пути от пульсара до наблюдателя. Наблюдения пульсаров дают значение DM , следовательно, позволяют оценить произведение электронной концентрации в межзвёздном пространстве на расстояние до пульсаров.

С. А. Каплан.

ДИСПЕРСИЯ СКОРОСТЕЙ — мера отклонения скорости космич. объектов от ср. скорости той группы объектов, в которую они входят. В статистич. понимании Д. с. есть ср. арифметическое квадратов отклонений скоростей объектов v_i от их ср. арифметич. значения $\bar{v} = (v_1 + v_2 + \dots + v_n)/n$, то есть Д. с. равна $(1/n) \sum_{i=1}^n (v_i - \bar{v})^2$, где n — число объектов. В литературе по звёздной астрономии Д. с. часто наз. квадратный корень из приведённого выше выражения, т. е.

величину, называемую в теории вероятностей средним квадратичным отклонением. Измерение Д. с. явл. одним из способов установления принадлежности звёзд, галактик, межзвёздных облаков и т. д. к определённому скоплению этих объектов. У объектов, входящих в одно и то же скопление, Д. с. невелика. Наименьшую Д. с. имеют объекты, принадлежащие к плоской подсистеме *Галактики*. Так, голубые звёзды *спектрального класса В* имеют Д. с. ≈ 10 км/с при ср. скорости относительно Солнца ≈ 20 км/с. Типичные представители сферич. подсистемы Галактики — *шаровые звёздные скопления* — имеют Д. с. ок. 150 км/с при скоростях отдельных скоплений относительно Солнца до 500 км/с.

Расстояния между скоплениями галактик увеличиваются со временем по *Хаббла закону*, но отдельные галактики в скоплениях имеют свои собственные (пекулярные) скорости. Д. с. галактик в скоплениях составляет 300—1000 км/с.

ДИССИПАЦИЯ АТМОСФЕР — ускользание газов из атмосфер космич. тел, вызванное беспорядочным (тепловым) движением атомов и молекул. При Д. а. молекулы газов должны преодолеть тяготение космич. тела. Молекулы нижних плотных слоёв атмосферы даже при наличии достаточной скорости не могут её покинуть из-за многочисл. столкновений друг с другом, меняющих направление и скорость их движения. Во внешних сильно разреженных слоях атмосферы столкновения атомов и молекул столь редки, что те из них, к-рые обладают скоростью, превышающей вторую космич. скорость v_{K2} (скорость ускользания), покидают атмосферу. Скорость v_{K2} определяется по ф-ле: $v_{K2} = \sqrt{2Gm/r}$, где m — масса космич. тела (планеты), r — расстояние от центра планеты, G — гравитационная постоянная. Согласно *Максвелла распределению*, наиболее вероятная тепловая скорость частиц газа $v_H = \sqrt{2kT/m}$, где m — масса частицы, T — темп-ра газа. Максвелловское распределение показывает, что всегда есть частицы с очень большими скоростями, но при $v_{K2} \gg v_H$ число таких частиц экспоненциально мало, поэтому диссипация эффективна лишь в тех случаях, когда v_{K2} превышает v_H не в слишком большое число раз (3—5). Скорость v_H тем выше, чем мень-

ше масса частиц, т. е. вероятность рассеяния (диссипации) выше у лёгких газов. К тому же распределение частиц газа в атмосфере с высотой таково (см. *Барометрическая формула*), что в верхних слоях атмосферы преобладают газы с малой молекулярной массой. В результате из атмосферы в первую очередь ускользают лёгкие газы — водород и гелий. Расчёты показывают, что время полного улетучивания водорода из земной атмосферы составляет всего неск. лет, а время полного улетучивания гелия — неск. млн. лет. Эти отрезки времени слишком малы по сравнению с продолжительностью существования Земли, поэтому в земной атмосфере водород и гелий постоянно обновляются за счёт поступления из земных недр и ряда атмосферных процессов. Водород, образующий «корону» вокруг Земли, явл. продуктом диссоциации молекул воды под действием УФ- и рентг. излучения Солнца. Это же излучение поддерживает высокой темп-ру верхних слоёв земной атмосферы и облегчает ускользание атомов водорода и гелия.

Чем выше температура атмосферы (т. е. чем большее число молекул обладает высокими скоростями) и чем меньше сила тяжести, тем сильнее Д. а. Сила притяжения на поверхности Луны в 6 раз слабее земной, и поэтому к настоящему времени атмосфера Луны практически исчезла. У Меркурия и Марса, на поверхности к-рых сила тяжести меньше земной примерно в 3 раза, атмосфера существует, но очень разреженная. Планеты-гиганты — Юпитер, Сатурн, Уран и Нептун — благодаря большей силе притяжения и низкой темп-ре содержат в своих атмосферах много водорода и гелия. У многих спутников планет и астероидов $v_H \gtrsim v_{K2}$, поэтому они практически лишены атмосферы. На таких космических телах крайне слабая атмосфера может поддерживаться за счёт непрерывного выделения газов слагающими тела породами.

За критерий устойчивости атмосферы можно принять условие $v_H \leq 0,2v_{K2}$, при к-ром время Д. а. превышает время существования планеты. У земной атмосферы эффективно диссипируют только водород и гелий; у Марса — водород, гелий, азот; атмосфера Венеры близка по устойчивости к земной. Атмосферы планет-гигантов устойчивы гл. обр.

вследствие высокого значения скорости ускользания.

Атмосферы звёзд значительно горячее атмосфер планет (от 50 000 K у звёзд класса O5 до 2800 K у звёзд класса M5), а их короны ещё горячее (у Солнца до 1,5 млн. K). Но и вторая космич. скорость у звёзд *главной последовательности* намного выше, чем у планет. Поэтому прямая тепловая Д. а. звёзд невелика.

В потерях звёздами вещества гораздо более существенную роль играет газодинамич. истечение вещества — *звёздный ветер* (см. также *Солнечный ветер*). В горячих звёздах класса O значит. потери вещества происходят также за счёт давления излучения (см. *Истечение вещества из звёзд*). Д. К. Надежин.

ДИССОЦИАЦИЯ — распад молекулы, радикала, иона на две или несколько частей. Энергия, затрачиваемая на такой распад, наз. энергией диссоциации ($\mathcal{E}_д$). Напр., в случае $H_2O \rightarrow HO + H$ $\mathcal{E}_д \approx 8,2 \cdot 10^{-12}$ эрг (5,12 эВ), при Д. $H_2 \rightarrow H + H$ $\mathcal{E}_д \approx 7,17 \cdot 10^{-12}$ эрг (4,48 эВ), при Д. радикала $CO \rightarrow C + O$ $\mathcal{E}_д \approx 1,78 \cdot 10^{-11}$ эрг (11,09 эВ).

Процесс диссоциации может быть обратимым, т. е. части распавшейся молекулы могут вновь соединиться, при этом энергия $\mathcal{E}_д$ выделится. Количественной характеристикой Д. служит *степень Д.* — отношение числа распавшихся молекул к их общему числу.

В астрофизике Д. имеет место в атмосферах холодных звёзд (см. *Молекулы на звёздах*), в *межзвёздной среде*, в атмосферах планет (см. *Верхняя атмосфера*). В космич. условиях Д. может происходить при соударениях молекул, при электронных ударах, под воздействием фотонов, обладающих достаточной энергией ϵ ($\epsilon \geq \mathcal{E}_д$). В верхней атмосфере Земли Д. молекул H_2O , CO_2 , N_2 , O_2 и др. приводит к появлению атомов (H, O, N и др.) и радикалов (OH, NO и др.). (В астрофизике радикалы обычно также наз. молекулами.) В атмосферах планет часто *рекомбинация* ионов сопровождается Д. (*диссоциативная рекомбинация*), напр. $O_2^+ + e^- \rightarrow O + O$. Образовавшиеся в результате диссоциативной рекомбинации атомы могут находиться в возбуждённом состоянии и испускать при переходе в основное (невозбуждённое) состояние фотоны видимого, УФ- и ИК-излучения.

Лит. Радциг А. А., Смирнов Б. М., Справочник по атомной и молекулярной физике, М., 1980. В. Г. Курт.

ДОПЛЕРА ЭФФЕКТ — изменение частоты принимаемых волн при относительном движении источника и приёмника (наблюдателя). Пусть источник монохроматич. волн, имеющих частоту ν_0 , сближается с приёмником. Тогда за время, пока совершается одно колебание, расстояние между источником и приёмником уменьшится, и, следовательно, уменьшится время, необходимое волне, чтобы достигнуть приёмника. Поэтому период регистрируемых приёмником колебаний окажется меньше $T_0 = 1/\nu_0$ и приёмник будет фиксировать волны более высокой частоты (меньшей длины). При увеличении расстояния между источником и приёмником период принимаемых колебаний увеличивается (частота уменьшается).

В случае эл.-магн. волн, распространяющихся в вакууме, принимаемая частота (в пренебрежении релятивистскими эффектами) равна:

$$\nu = \frac{\nu_0}{1 - \frac{v}{c} \cos \theta}, \quad (1)$$

где v — модуль скорости источника относительно приёмника, θ — угол между скоростью источника и направлением распространения волны. Если источник сближается с приёмником ($\theta < \pi/2$, $\cos \theta > 0$), то принимаемая частота увеличивается (фиолетовое смещение), а при движении источника от наблюдателя ($\theta > \pi/2$, $\cos \theta < 0$) частота уменьшается (красное смещение).

Ф-ла (1) верна только при условии, что $v \ll c$. При очень больших скоростях ($v \sim c$) необходимо учитывать релятивистские эффекты. В чистом виде они проявляются при движении источника поперёк луча зрения ($\theta = \pi/2$, $\cos \theta = 0$), когда расстояние между источником и приёмником не меняется. Изменение частоты определяется только замедлением времени в движущейся системе отсчёта:

$$\nu = \nu_0 \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} \quad (2)$$

(поперечный Д. э.).

При произвольном угле θ (угол измеряется в системе отсчёта приёмника) теория относительности даёт формулу:

$$\nu = \nu_0 \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}{1 - \frac{v}{c} \cos \theta}. \quad (3)$$

В нерелятивистском пределе (при $v \ll c$) она переходит в выражение (1).

При рассмотрении излучения движущихся в плазме релятивистских частиц следует учитывать отличие показателя преломления n от единицы. Д. э. в среде (для покоящегося относительно среды приёмника) описывается ф-лой:

$$\nu = \nu_0 \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}}{\left| 1 - n(v) \frac{v}{c} \cos \theta \right|}. \quad (4)$$

Поскольку показатель преломления в общем случае зависит от частоты, выражение (4) следует рассматривать как Ур-ние для ν . В среде с показателем преломления $n > 1$ скорость источника может быть больше фазовой скорости распространения эл.-маг. волн $c_{\text{ф}} = c/n$. Тогда в интервале углов, удовлетворяющих условию $(nv/c) \cos \theta > 1$, реализуется т. н. аномальный Д. э., то есть Д. э. в ситуации, когда проекция скорости излучателя на направление наблюдения оказывается больше скорости распространения сигнала.

Д. э. позволяет определять скорости космич. объектов. Для этого в спектре объектов находят линии, истинная частота к-рых известна из теории либо из эксперимента. Сравнивая эту частоту с наблюдаемой, по ф-лам (1—3) определяют скорость объекта. Так, с помощью Д. э. был открыт фундаментальный факт расширения Вселенной (космологич. красное смещение) и установлен закон космологич. расстояний (Хаббла закон).

С помощью Доплера эффекта изучается движение звёзд и межзвёздного газа в нашей и др. галактиках. Орбитальное движение звёзд в тесных двойных системах приводит к наблюдаемому периодич. смещению линий в их спектрах. Измеряя эти смещения, можно получать характеристики таких спектрально-двойных систем (см. Двойные звёзды).

Внутр. движения в космич. объектах могут приводить также к уширению спектр. линий. Если лучевые скорости атомов распределены в интервале от

$-v_r$ до $+v_r$, то, хотя каждый из них излучает на одной и той же частоте ν_0 , благодаря Д. э. линия наблюдается в интервале частот $\Delta\nu = 2\nu_0(v_r/c)$. Так, тепловое движение атомов приводит к установлению доплеровского профиля $f(\nu)$ спектральной линии:

$$f(\nu) = f_0 \exp \left[-\frac{mc^2}{2kT} \left(\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} \right)^2 \right] = \\ = f_0 \exp \left[-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_d} \right)^2 \right],$$

Ф-ла учитывает относительное смещение частоты излучения, оно равно

v_r/c для атома, лучевая скорость к-рого v_r (доля таких атомов, согласно *Максвелла* распределению, пропорциональна $\exp[-mv_r^2/2kT]$). Величина $\Delta\nu_d = (\nu_0/c) (2kT/m)^{1/2}$ наз. доплеровской шириной линии.

К уширению спектр. линий приводят и макроскопич. движения газа: турбулентность, вращение звезды как целого, расширение её оболочки и т. д. Напр., ширины спектральных линий *Вольфа—Райе* звезд, обусловленные истечением вещества, достигают 50—100 Å.

Ю. Э. Любарский.

ЗАПРЕЩЕННЫЕ СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЛИНИИ

— *спектральные линии*, для к-рых вероятность соответствующих квантовых переходов очень мала (они запрещены правилами отбора для разрешённых переходов, см. *Уровни энергии*). В зависимости от характера изменения набора квантовых чисел, описывающих состояния атома или иона до и после перехода, запрещённые линии делятся на магнитно-дипольные, квадрупольные, магнитно-квадрупольные, октупольные и др., а также на интеркомбинационные. Последними наз. переходы с изменением полного спина электронной оболочки атома или иона. Запреты на переходы не носят абс. характера. Для лёгких атомов и ионов (расположенных в начале периодич. системы элементов) правила отбора для т. н. *LS*-связи выполняются довольно точно, и вероятность запрещённых переходов очень мала. Для более тяжёлых атомов и высокозарядных ионов часть правил отбора менее точна, и вероятность запрещённых переходов может быть не намного меньше, чем для разрешённых.

Большинство наблюдаемых в спектрах космич. объектов З. с. л. связано с наличием в атоме или ионе т. н. метастабильного уровня энергии, переход с к-рого на все более низкие уровни запрещён. Каждый такой переход маловероятен, так что при отсутствии внеш. воздействий лёгкие атомы и низкозарядные ионы могут находиться на метастабильном уровне нек-рое время τ_m (примерно от 10^{-5} с до неск. суток), прежде чем испустят фотон; на обычном же уровне атом удерживается ок. 10^{-8} с. Из-за такой малой вероятности переходов З. с. л. практически не наблюдаются в земных условиях, поскольку при сравнительно высокой плотности атмосферы возбуждённый атом за время τ_m успевает много раз столкнуться с др. атомами и отдать им свою энергию возбуждения (эта энергия переходит в энергию теплового движения).

В космич. условиях преобладают области с очень низкой плотностью вещества и излучения. Если в 1 см^3 воздуха земной атмосферы содержится при норм. условиях $2,7 \cdot 10^{19}$ молекул, то концентрация атомов в солнечной фотосфере $\sim 10^{16} - 10^{17} \text{ см}^{-3}$, в солнечной короне электронная плотность $n_e \sim 10^8 - 10^9 \text{ см}^{-3}$, а в *планетарных туманностях* $n_e \sim 10^2 - 10^6 \text{ см}^{-3}$. Поэтому З. с. л. были впервые обнаружены в спектрах небесных тел малой плотности.

В солнечной короне столкновения ионов между собой, ионов с электронами и фотонами из-за низкой плотности вещества очень редки, что приводит к накоплению ионов на метастабильном уровне. Плотность солнечного излучения во внутр. короне ещё достаточно высока, но это излучение содержит мало высокоэнергичных фотонов, способных перевести ион с метастабильного на более высокий уровень энергии. Сочетание указанных благоприятных условий приводит к появлению в спектре короны З. с. л. Эмиссионные линии короны долго не удавалось отождествить с линиями лабораторных источников излучения. Было высказано предположение, что корональные линии принадлежат неизвестному на Земле очень лёгкому газу «коровию».

Лишь в 1942 г. удалось расшифровать эмиссионный спектр короны как излучение, возникающее при запрещённых переходах у многократно (от 12 до 15 раз) ионизованных атомов Fe, Ni, Ca (температура короны составляет неск. млн. К, чем и вызывается такая высокая степень ионизации вещества). Наиболее характерная З. с. л. солнечной короны — зелёная линия FeXIV ($\lambda = 5302,86 \text{ \AA}$).

Очень заметны З. с. л. в спектрах планетарных туманностей и областях ионизованного водорода. Значит. часть полного излучения туманности приходится на две зелёные З. с. л. (дублет) N_1 ($\lambda = 4959 \text{ \AA}$) и N_2 ($\lambda = 5007 \text{ \AA}$)

иона OIII, а также УФ-линию (3727 Å) иона OII. Метастабильные уровни ионов лежат близко к осн. уровню, поэтому эти ионы легко возбуждаются при столкновениях со свободными электронами. Такие столкновения эффективно охлаждаются туманности (до 10^4 K).

З. с. л. ионов OIII, OII, SII, NII и др. наблюдаются также в спектрах газовых туманностей. Исследования интенсивностей З. с. л. OIII (4363 Å), N_1 и N_2 лежат в основе одного из главных методов определения темп-р планетарных туманностей. Из экспериментально определённого отношения интенсивностей этих линий, учитывая вероятность возбуждения электронным ударом, можно оценить отношение доли быстрых электронов, способных возбудить ион OIII на 3-й энергетич. уровень, к доле менее быстрых электронов, способных возбудить атом до 2-го уровня. Из этого отношения, используя тепловое распределение скоростей частиц, легко найти темп-ру газа. Поскольку интенсивности З. с. л. определяются как возбуждениями атомных уровней соударениями электронов с атомами, так и деактивацией атомов ударами др. атомов, по наблюдаемым интенсивностям запрещённых линий можно определять также концентрацию электронов в среде. Сильные З. с. л. наблюдаются в излучении ядер *сейфертовских галактик* и *квазаров*.

При решении многих задач радиоспектроскопии также приходится иметь дело с З. с. л., анализ к-рых позволяет определять физ. характеристики *межзвездной среды*, водородных и молекулярных облаков и т. п. К числу таких линий относится, напр., *радиолиния водорода 21 см*, а также нек-рые молекулярные линии, напр. З. с. л. молекулы H_2 .

А. М. Черепанчук.

ЗАРЯД — мера взаимодействия элементарных частиц. Исторически понятие З. возникло в связи с исследованием электростатич. явлений и открытием закона Кулона: сила взаимодействия F двух точечных электрич. З. q_1 и q_2 в пустоте

$$F = kq_1q_2/r_{12}^2, \quad (*)$$

где r_{12} — расстояние между З. Условие отсутствия в этом выражении численного множителя (k) определяет электростатич. единицу З. (ед. СГСЗ). В Международной системе единиц (СИ) еди-

ницей электрич. З. явл. кулон (Кл). $1\text{ Кл} = 3 \cdot 10^9$ ед. СГСЗ.

Упорядоченное движение электрич. З. создаёт электрич. ток, сила к-рого определяется как количество заряда, протекающего через сечение данного проводника за ед. времени. С точки зрения теории эл.-магн. поля не следует говорить о взаимодействии З. между собой. З. создают вокруг себя поле; сила, действующая на З., — это сила, с к-рой З. взаимодействует с полем. При этом в электростатич. явлениях играет роль взаимодействие заряда (q_1) с полем, созданным другим З. (q_2). Движущиеся З., т. е. электрич. токи, создают также магн. поля и взаимодействуют с ними. Комплекс взаимодействий электрич. З., токов и полей описывается ур-ниями Максвелла. Эти ур-ния неизбежно приводят к закону сохранения электрич. З., согласно к-рому изменение З. в данном объёме (теле) за определённое время равно разности втекающих и вытекающих из него токов, умноженной на это время.

После открытия электронов, несущих отрицательный электрич. З. $e = -4,8 \times 10^{-10}$ ед. СГСЗ $= -1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, и положительно заряженных протонов р с зарядом той же величины (а также ядер, содержащих различное число протонов) стала возможной новая трактовка З.: электрич. З. данного тела равен разности числа протонов и числа электронов, умноженной на З. электрона (или протона). При этом электрич. ток равен разности потоков этих же частиц, с тем же множителем. Закон сохранения электрич. З. стал тривиальным следствием представления о том, что электроны и протоны стабильны, не исчезают и не возникают, а лишь перемещаются из одного места в другое.

На следующем этапе развития физики были открыты процессы превращения элементарных частиц, напр. распад нейтрона $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ или аннигиляция пары электрон-позитрон $e^- + e^+ \rightarrow \gamma + \gamma$. Принцип соответствия требовал, чтобы эти процессы не нарушали действующий в макрофизике закон сохранения электрич. З. Отсюда следовал вывод, что в каждом элементарном акте этот закон выполняется и, в частности, что электрич. З. нейтрона и нейтрино в точности равен нулю, поскольку нейтрален атом водорода и З. электрона по абс. величине в точности равен З. протона. Сохранение электрич.

З. в процессах аннигиляции требовало, чтобы электрич. З. античастицы был равен взятому с обратным знаком электрич. З. частицы. Так, напр., суммарный электрич. З. электрона и позитрона равен нулю.

В квантовой механике классич. понятия положения и перемещения частицы теряют свой смысл. Поэтому на смену классич. представлениям о плотности электрич. З. и плотности тока (ток через единичное сечение проводника) приходят квантовомеханич. представления о плотности вероятности распределения З. и потоке вероятности заряженных частиц. Изменение состояния заряженных частиц при их взаимодействии с эл.-магн. полем описывается в квантовой механике как переход из начального состояния частицы ψ_i в конечное состояние ψ_f . Возникает представление о З. перехода $\psi_i \rightarrow \psi_f$ и токе такого перехода.

Дальнейшее исследование элементарных частиц показало, что в их превращениях наблюдаются и др. закономерности, подобные сохранению электрич. З. Для их описания вводят новые типы зарядов (не имеющих прямого отношения к взаимодействию с электрич. или др. действующим полем). Так, напр., вводят **б а р и о н н ы й** З. B , определяя его так, что $B = +1$ для протона и нейтрона и др. барионов, $B = -1$ для антипротона, антинейтрона и др. антибарионов, $B = 0$ для мезонов, лептонов, фотона. Во всех известных в настоящее время процессах барионный З. сохраняется. В частности, стабильность нерадиоактивных ядер явл. следствием закона сохранения барионного З., т. к. такое ядро явл. системой с миним. энергией при данном B . Аналогично можно рассматривать и сохранение **л е п т о н н о г о** З., присущего лептонам (электрону, мюону, τ -лептору, всем сортам нейтрино и их античастицам). Имеющиеся опытные данные свидетельствуют в пользу существования трёх видов лептонного З.: электронного L_e , мюонного L_μ и τ -лептонного L_τ . Обычно принимают $L_e = +1$ для e^- и ν_e , $L_e = -1$ для e^+ и $\bar{\nu}_e$; $L_\mu = +1$ для μ^- и ν_μ , $L_\mu = -1$ для μ^+ и $\bar{\nu}_\mu$; $L_\tau = +1$ для τ^- и ν_τ , $L_\tau = -1$ для τ^+ и $\bar{\nu}_\tau$. Для всех остальных частиц лептонный З. равен нулю. Лептонный З. системы частиц

равен алгебраич. сумме лептонных З. входящих в неё частиц, и сохранение лептонного З. означает, что разность между числами лептонов и их античастиц в процессах микромира должна сохраняться. Как З., для к-рых в ряде процессов также можно применять закон сохранения, часто рассматривают квантовые характеристики адронов: **с т р а н н о с т ь**, **о ч а р о в а н и е**, **к р а с о т у**. Все указанные З. (барионный, лептонный и др.) существенно отличаются от электрич. З., поскольку они не явл. источниками далекодействующего поля (к далекодействующим относят электрич. и гравитац. поля). Более точно эти З. следует называть сохраняющимися квантовыми числами и соответственно говорить, напр., о барионном или лептонном числе.

Приближённый характер сохранения таких З., как странность, очарование и др., приводит к тому, что имеющие их частицы явл. нестабильными относительно распада на более лёгкие частицы. В совр. теориях элементарных частиц сохранение барионного и лептонного З. также явл. приближённым, что может привести, напр., к нестабильности протона. В отличие от указанных З., электрич. З. сохраняется точно, поэтому электрон (а также позитрон) должен быть абсолютно стабильным.

Совр. квантовая теория поля на основе обобщения понятия электрич. З. стремится описать в рамках единых представлений сильное, слабое и эл.-магн. взаимодействия элементарных частиц (см. *Великого объединения модели*). Эти обобщения основаны на развитии динамич. аспекта электрич. З. как источника эл.-магн. поля. В единой теории эл.-магн. и слабого взаимодействий (электрослабого взаимодействия) З. слабого взаимодействия явл. источниками соответствующих ($W^\pm$ -бозонных, Z^0 -бозонных) полей. В теории сильного взаимодействия — квантовой хромодинамике — вводят три вида **ц в е т о в ы х** З., они явл. источниками соответствующих цветовых (глюонных) полей.

Обобщённые З. и соответствующие токи в моделях великого объединения явл. З. и токами квантовых переходов, в к-рых меняется не только состояние частицы — меняется сама частица. Такие токи наз. **заряженными**, поскольку в квантовом переходе меняется З., уносимый рождающейся заряженной

частицей. В этом смысле эл.-магн. ток квантовой электродинамики явл. нейтральным: в эл.-магн. квантовых переходах между состояниями электрически заряженной частицы электрич. З. не меняется и испускается электрически нейтральный фотон. Цветовые З. сильного взаимодействия связаны с цветовыми токами перехода между различными цветовыми состояниями кварков. В таких переходах не меняется тип кварка и, следовательно, его электрич. З. Однако цвет кварка в таком переходе меняется. Изменение цвета кварка в цветовом токе компенсируется испусканием глюона, обладающего цветовым З.

Совр. теория предполагает, что на очень малых расстояниях ($\sim 10^{-14}$ — 10^{-16} см) имеется полная эквивалентность взаимодействий З. слабого взаимодействия и цветовых З., они взаимодействуют по закону, аналогичному закону Кулона (*). Однако с увеличением расстояния закон их взаимодействия меняется. В слабом взаимодействии существенную роль начинают играть эффекты, связанные с большой массой промежуточных $W^{\pm}$ - и Z^0 -бозонов — переносчиков слабого взаимодействия. Глюоны — переносчики сильного взаимодействия между кварками — могут взаимодействовать и друг с другом, т. к. обладают цветовым З. (подобное взаимодействие у фотонов, не несущих электрич. З., отсутствует). Цветовое «самовоздействие» глюонов приводит к тому, что, начиная с некоего расстояния, наступает **конфайнмент** (удержание цветовых З.): частица, обладающая цветовым зарядом (глюон, кварк), может выйти из области удержания только после полной компенсации её цветового З. — в форме бесцветных (белых) *адронов*. Экспериментальный факт отсутствия свободных частиц, несущих цветовой З., квантовая теория поля связывает с ростом эффективного цветового З. между кварками с увеличением расстояния (антиэкранировкой З.). Увеличение З. препятствует взаимному удалению кварков на значит. расстояние, они обладают относительной свободой перемещения лишь на достаточно малых расстояниях ($r < 1$ ферми).

В рамках моделей великого объединения взаимодействия З. всех известных видов (кроме гравитационного) при энергии частиц 10^{14} — 10^{16} ГэВ оказываются сравнимыми по величине. Такие моде-

ли, в частности, позволяют объяснить дискретную природу электрич. З. (наличие элементарного электрич. З.). Неизбежным следствием этих моделей явл. существование частиц с магн. З. — **магнитных монополей** (идея о возможном существовании магн. монополей была высказана ещё в 1931 г. англ. физиком П. Дираком, он основывался на квантовании электрич. З.). Предполагаемая масса магн. монополей составляет $\sim 10^{16}$ ГэВ, так что они могли бы образовываться только на очень ранних стадиях эволюции Вселенной, когда энергия всех частиц была высока.

Я. Б. Зельдович, М. Ю. Хлопов.

ЗАТУХАНИЕ ЛАНДАУ — см. *Ландау затухание*.

ЗВЕЗДА - КОКОН — формирующаяся звезда, окружённая непрозрачной для оптич. излучения газово-пылевой оболочкой. Согласно совр. представлениям о звездообразовании, рождающиеся звёзды на определённом этапе проходят стадию З.-к. Исследование З.-к. было стимулировано открытием необычных источников ИК- и радиоизлучения в областях звездообразования — газово-пылевых комплексах. Для этих источников характерны небольшие размеры ($\sim 0,1$ — 1 пк), значит. светимость ($\sim 10^2$ — $10^5 L_{\odot}$). Их эффективная и цветовая темп-ры составляют десятки — сотни К. В тех же областях были обнаружены компактные *зоны III* примерно таких же размеров и с высокой электронной плотностью ($\sim 10^3$ — 10^6 см $^{-3}$), окружённые мощными пылевыми оболочками, переизлучающими коротковолновое излучение центральной звезды в более длинноволновом диапазоне (далёком ИК-диапазоне). Несомненное генетич. родство источников этих двух типов позволило создать сценарий образования массивной звезды в газово-пылевом облаке.

В результате развития *гравитационной неустойчивости* облако (фрагмент облака) коллапсирует так, что в центре фрагмента при достижении достаточно высокой плотности возникает гидростатически равновесное звездообразное ядро, окружённое продолжающей коллапсировать массивной оболочкой. Эта оболочка, собственно, и делает рождающуюся звезду невидимой в оптич. лучах (отсюда и аналогия с коконом). По мере роста светимости и темп-ры центральной звезды и разрежения оболочки может образоваться компактная зона III, а

после рассеяния пылевой оболочки — обычная зона III вокруг молодой звезды *спектрального класса* O или B.

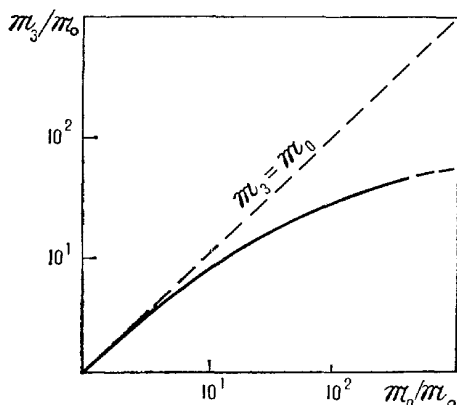
Расчёты, проведённые для массивных звёзд, образующихся из газово-пылевых фрагментов с массой более $3M_{\odot}$, показали, что вначале вещество оболочки свободно падает на звезду. *Оптическая толщина* такой оболочки очень велика ($\sim 10^3$) в основном из-за присутствия пыли. Внешнему наблюдателю подобный объект представляется как источник длинноволнового ИК-излучения небольших угловых размеров со светимостью, соответствующей светимости ИК-источников протозвёздного типа с цветовой темп-рой $T_c \approx 50$ K. Переработка излучения оболочкой вследствие большой оптич. толщи настолько эффективна, что изменение темп-ры молодой центральной звезды от неск. тыс. до десятков тыс. K не приводит к существенному изменению T_c (T_c увеличивается не более чем в 2 раза).

По мере роста массы и светимости звезды важным динамич. эффектом становится *давление излучения*. Импульс поглощённого пылью излучения перераспределяется между пылью и газом посредством эффективного (при плотности газа более 10^{-14} г/см³) механизма трения пылинок о газ. Торможение коллапсирующего вещества давлением излучения приводит к появлению в оболочке уплотнения (кокона) близ границы испарения пыли на расстоянии от звезды $r \approx 10-10^2 R_3$, где R_3 — радиус звезды. По совр. представлениям, пылинки имеют сложную структуру (см. *Межзвёздная пыль*): силикатное или графитовое ядро с темп-рой испарения $\approx 1500-3500$ K, покрытое загрязнёнными льдами с темп-рой плавления ≈ 100 K. На расстоянии $r \approx 10^4-10^5 R_3$, где находится граница испарения льдов, образуется второе уплотнение в звёздной оболочке (внеш. кокон). Структура оболочки с двумя уплотнениями показана на рис. 1 в ст. *Звездообразование*.

В спектре З.-к. помимо обусловленного внеш. коконом мощного пика длинноволнового ИК-излучения (с $T_c \approx 60-100$ K) должен наблюдаться и более коротковолновый компонент, обусловленный излучением внутр. кокона ($T_c \approx 300-700$ K). Наблюдения подтверждают эти теоретич. представления.

С увеличением светимости центральной звезды давление излучения возрас-

тает настолько, что коллапс оболочки останавливается и затем оболочка «сдувается» излучением. Характерная особенность: чем больше масса исходного фрагмента, тем большая относительная доля вещества сбрасывается (рис.). Это — один из осн. механизмов ограничения массы образующихся звёзд. При меньших плотностях в оболочке важными механизмами ограничения массы звезды явл. также *истечение*



Зависимость массы родившейся звезды m_3 от массы m_0 исходного газово-пылевого облака (сплошная кривая).

вещества из звезды и динамич. эффекты, связанные с распространением ионизац. фронта. Перепад темп-р $\sim 10^4$ K в ионизованной зоне и $\sim 10^2$ K в неионизованной зоне приводит к появлению ударной волны, тормозящей коллапс.

За 10^4-10^5 лет плотность падает во внутр. областях оболочки настолько, что создаются благоприятные условия для развития компактной зоны III. Оптич. излучение на этой стадии всё ещё эффективно поглощается и перерабатывается во внеш. коконе. Распад кокона вследствие взаимодействия с ионизац. фронтом и из-за неизбежной неоднородности может привести к образованию уплотнений вещества — источников мазерного излучения. С этой стадией связывают существование в местах активного звездообразования OH- и H₂O-мазеров (см. *Звездообразование*).

Лит.: Шкловский И. С., Звезды. Их рождение, жизнь и смерть, 3 изд., М., 1984; Протозвезды и планеты, ч. 1—2, пер. с англ., М., 1982.

Б. М. Шустов.

ЗВЁЗДНАЯ ДИНАМИКА — раздел астрономии, изучающий строение, устойчивость и эволюцию звёздных систем — звёздных скоплений, галактик,

а также скоплений галактик. Ур-ния, описывающие поведение отдельной звезды в системе, — это обычные ур-ния механики в сочетании с законом всемирного тяготения. Однако изучать с помощью этих ур-ний поведение звезд в системах, состоящих из миллионов и миллиардов звезд, практически невозможно даже с помощью совр. ЭВМ. В 3. д. вместо изучения траекторий отдельных звезд часто исследуют усредненные характеристики, определяемые ф-цией распределения звезд, зависящей от времени (t), координат (r) и скоростей (v): $f(t, r, v)$. Величина $f \Delta x \Delta y \Delta z \Delta v_x \Delta v_y \Delta v_z$ даёт число звезд, находящихся в момент t в объёме $\Delta x \Delta y \Delta z$, компоненты скорости к-рых попадают в интервалы Δv_x , Δv_y и Δv_z . С помощью функции распределения можно выразить все средние величины, характеризующие звездную систему: плотность ρ , скорость u , давление и др.

При таком подходе описание системы звезд подобно описанию газа. Наименее велико сходство между звездным скоплением и плазмой — ионизованным газом, состоящим из ионов и электронов. Подобно звездам в скоплении, электроны и ионы плазмы взаимодействуют между собой с силой, убывающей с расстоянием по закону обратных квадратов. Однако в характере взаимодействий имеется и существенное различие, связанное с тем, что звезды между собой всегда притягиваются, а в плазме частицы как притягиваются, так и отталкиваются в зависимости от знака зарядов. Вследствие этого плазму всегда можно считать нейтральной, а звездное скопление всегда «заряжено» и должно иметь спец. строение, чтобы находиться в равновесии.

Ур-ние для ф-ции f наз. кинетическим, оно учитывает изменение f при регулярном движении звезд, а также при их столкновениях. При взаимодействии звезд по закону обратных квадратов сила, действующая на звезду, определяется в основном гравитац. полем, создаваемым далёкими звездами, а не столкновениями звезд. Т. о., чтобы найти f для звезд, нужно знать создаваемое ими гравитац. поле, т. е. совместно с кинетич. ур-нием решать и ур-ние для гравитац. потенциала ϕ . Система ур-ний для описания бесстолкновительных звездных систем была получена в 1915 г.

англ. физиком и астрофизиком Дж. Джинсом. Аналогичная система ур-ний для описания бесстолкновительной плазмы с учётом электр. и магн. сил была в 1938 г. получена советским физиком А. А. Власовым.

Помимо усреднённого гравитац. поля на движение каждой звезды оказывают влияние случайные близкие пролёты др. звезд (столкновения). Столкновения звезд приводят к изменению их траекторий, представляющих собой криволинейное движение в усреднённом поле. Эти изменения описываются столкновительным членом, входящим в ур-ние для f . В равновесной звездной системе, согласно *вириала теореме*, кинетич. энергия звезды в среднем равна половине потенциальной: $m \overline{v^2}/2 \approx GMm/2R$, где $m, \overline{v^2}$ — масса и средний квадрат скорости звезды, M, R — масса и характерный размер системы. В этом состоит существенное отличие звездной системы от газа и плазмы, где кинетич. энергия частицы много больше потенциальной (частица между столкновениями практически свободна), и поэтому траектории частиц до и после столкновения почти прямолинейны. Это приводит к тому, что в газе и плазме столкновительный член явл. локальным (изменение траекторий происходит лишь в области достаточно тесного сближения частиц), а в звездной системе он в каждой точке зависит от распределения звезд во всей системе, что делает его намного более сложным.

Бесстолкновительная звездная система (характерное время между столкновениями много больше времени существования системы) может прийти в стационарное состояние и находиться в нём неограниченно долго. Переход системы в стационарное состояние (релаксация системы) происходит за счёт перемешивания траекторий звезд при их движении в общем гравитац. поле. Процесс бесстолкновительной релаксации звездных систем был впервые рассмотрен англ. астрономом Д. Линден-Беллом в 1967 г. и назван им бурной релаксацией (violent relaxation). Стационарное состояние достигается за характерное время t_h , определяемое неск. пролётами звездой радиуса системы R : $t_h \approx R/\sqrt{V^2}$. Это время для звездных скоплений и галактик меньше космологического $t_K \approx 2 \cdot 10^{10}$ лет (возраст Вселенной). Для Галактики $t_h \approx 2 \cdot 10^8$ лет.

Т. о., большинство звёздных систем во Вселенной находятся в стационарном состоянии, к-рое может быть описано решением бесстолкновительного кинетич. уравнения. Характерной чертой стационарного состояния, достигаемого в

распределении звёзд имеет большой произвол, нужно лишь, чтобы оно зависело только от интегралов движения звёзды (величин, не изменяющих своего значения в процессе движения). Очевидными интегралами явл. энергия

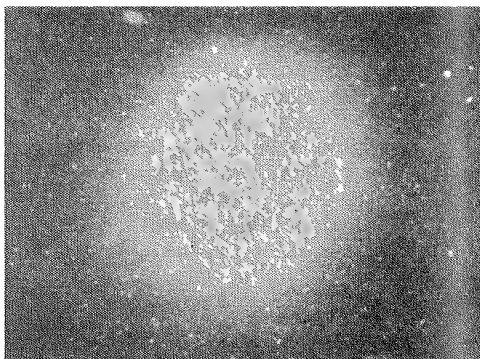
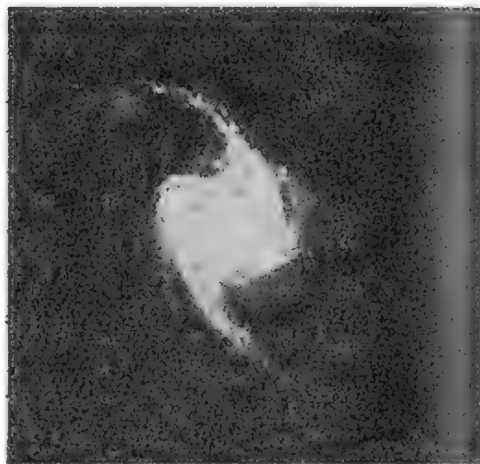
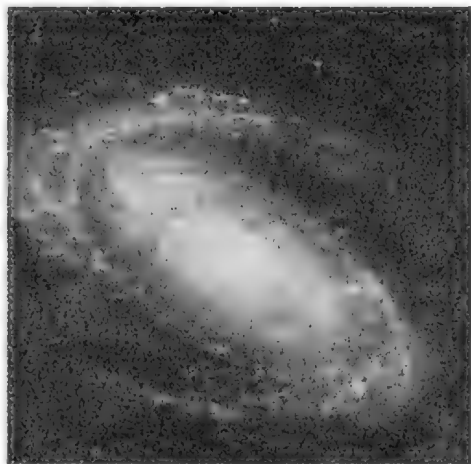


Рис. 1. Различные типы галактик: сверху — спиральная галактика M81 (слева) и бароспиральная галактика (справа); внизу — иррегулярная галактика (слева) и эллиптическая галактика M87 (справа).

результате бурной релаксации, явл. выравнивание ср. скоростей у звёзд различной массы. В этом сё принципиальное отличие от истинной релаксации (столкновительной), приводящей к выравниванию ср. энергий звёзд различной массы и достижению локального *термодинамического равновесия*.

Наблюдаемое разнообразие галактик (рис. 1) в значит. степени связано с различием начальных условий при их образовании. В системе без столкновений стационарное решение для ϕ -ции

звёзды $\mathcal{E} = mv^2/2 + m\phi$ и при наличии аксиальной симметрии — сё вращательный момент. Из анализа распределения звёзд в Галактике следует вывод о существовании, по крайней мере, ещё одного интеграла движения, не имеющего столь очевидного физ. смысла.

Роль парных столкновений в звёздных системах зависит от плотности звёзд (числа звёзд в ед. объёма) и в достаточно плотных скоплениях может быть существенной. В отличие от бесстолкновительного случая

столкновения ведут к образованию единой ф-ции распределения, соответствующей термодинамич. равновесию — *Максвелла* распределению:

$$f \sim \exp \left[-m \left(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2 \right) / 2T \right],$$

$$T = m \bar{v}^2 / 3.$$

Здесь T — темп-ра скопления в энергетич. единицах, характеризующая ср. кинетич. энергию звезды в системе. Универсальность ф-ции распределения приводит к сглаживанию различия между такими системами и установлению универсального распределения плотности. Системы могут отличаться только сплюснутостью, обусловленной их вращением. Характерное время установления равновесного распределения

$$\tau \approx 10^5 \frac{N^{1/2}}{\ln N} \cdot \left(\frac{R}{3 \cdot 10^{18}} \right)^{3/2} \cdot \left(\frac{m_\odot}{m} \right)^{1/2} \text{ (лет)},$$

где N — полное число звёзд в системе, R — размер системы (в см). Для галактики это время $\sim 10^{14}$ лет $\gg t_K$, но для шаровых скоплений и ядерных областей галактик $\tau \ll t_K$, т. е. система успевает релаксировать за время существования галактики, чем объясняется правильная форма этих звёздных систем (рис. 2).

Испарение звёзд и эволюция звёздных систем. Столкновения приводят к установлению максвелловского распределения, в котором имеются звёзды всех энергий. Однако гравитационный потенциал на поверхности скопления конечен, поэтому звёзды, обладающие достаточно большой энергией, покидают систему (испаряются). Т. о., столкновения приводят к испарению звёзд из системы. Чтобы испариться, звезда должна приобрести скорость $v \geq v_{\text{исп}} = \sqrt{12T/m}$, что в 2 раза больше среднеквадратичной скорости $\sqrt{\bar{v}^2} = \sqrt{3T/m}$. За характерное время τ количество улетевших звёзд примерно соответствует числу звёзд в максвелловском распределении с $v > v_{\text{исп}}$, что равно $\approx 0,007 N$. Испарение звёзд из системы в результате столкновений впервые было исследовано советским астрофизиком В. А. Амбарцумяном в 1938 г. и независимо от него амер. астрономом Л. Спитцером в 1940 г. Наибольшую роль в испарении звёзд играют столкновения со звёздами, пролетающими далеко от данной звезды и

передающими ей малые порции энергии. Это приводит к тому, что лишь небольшая доля звёзд ($\sim 1/\ln N$) улетает с большой скоростью, а осн. масса их медленно расплывается и образует разрежённое гало звёздного скопления. Одновремен-

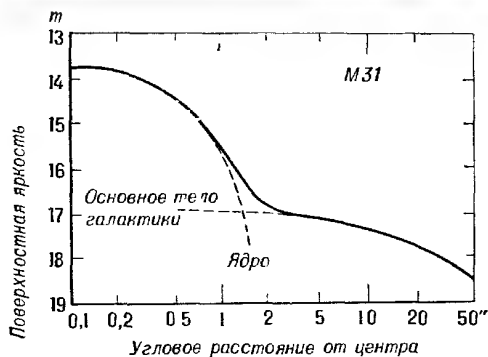
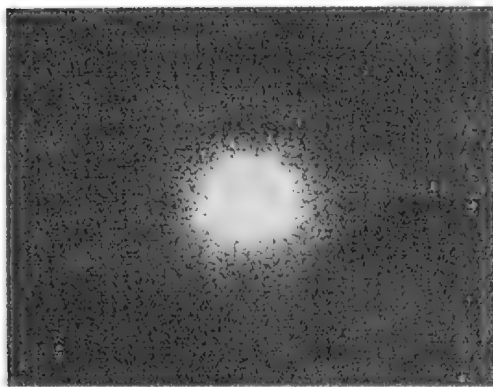


Рис. 2. Столкнительные системы: сверху — шаровое скопление, внизу — ядро галактики M31 (приведено распределение яркости по наблюдениям с баллонного телескопа «Стратоскоп II»; по оси ординат — поверхностная яркость в звёздных величинах на квадратную секунду дуги, масштаб 1" — 4мк).

но оставшаяся масса звёзд, теряющих энергию, сжимается, образуя уплотняющееся ядро. Изолированная звёздная система (при учёте только парных столкновений) должна закончить своё существование испарением большинства звёзд системы и *релятивистским гравитационным коллапсом* остатка. В реальном звёздном скоплении, входящем в состав галактики, коллапсирующее ядро может не возникнуть, если масса остатка окажется слишком малой ($\leq 100 m_\odot$). В этом случае образуется массивная норм. звезда либо двойная система, судьба к-рой определяет

ся её ядерной эволюцией и такова же, как и у др. звёзд Галактики, не входивших в плотные скопления. Оценки показывают, что итогом эволюции ядер шаровых звёздных скоплений с числом звёзд $\sim 10^5 - 10^6$ вряд ли могут явиться коллапсирующие объекты — чёрные дыры. В ядрах галактик и в квазарах, в к-рых число звёзд может достигать $\sim 10^8 - 10^{11}$, в результате эволюции и испарения звёзд в конце может произойти релятивистский коллапс и возникнуть чёрная дыра с массой $(10^3 - 10^7) M_\odot$. Приведённые оценки сделаны без учёта вращения, к-рое уменьшает массу коллапсирующего остатка.

Помимо парных столкновений в плотных звёздных скоплениях могут происходить лобовые столкновения звёзд, приводящие к их частичному слиянию, сбросу массы, образованию ударных волн. Оценки показывают, что лобовые столкновения могут играть заметную роль в эволюции только самых плотных ядер галактики и квазаров с $N \sim 10^{10}$ внутри объёма с $R = 10^{17}$ см. В шаровых и рассеянных скоплениях, входящих в состав Галактики, лобовые столкновения весьма маловероятны.

Неустойчивости и спиральная структура галактик. Итак, за исключением плотных центральных областей и шаровых скоплений, основная часть звёзд, входящих в галактики, не испытывает столкновений и движется в её усреднённом гравитационном поле. Важной характерной чертой бесстолкновительной звёздной системы явл. возможность развития в ней неустойчивостей различных типов. Главным стимулом для изучения этих неустойчивостей явилась попытка объяснить природу возникновения спиральной структуры галактик. Спиральные рукава представляют собой волны — спиральные уплотнения, распространяющиеся по веществу галактики и сохраняющие почти неизменной свою форму. Рассматриваются различные причины возникновения таких волн. Согласно одной точке зрения, спиральная волна связана с существованием в центре галактики асимметричного образования — вращающегося бара (от англ. bar — брусок, полоса), являющегося генератором волны. Действительно, в нек-рых галактиках видны вращающиеся вытянутые образования, от к-рых отходят спиральные рукава (рис. 1). Однако во многих спиральных галакти-

ках бари не видны, поэтому, согласно др. точке зрения, причиной возникновения спиральной волны явл. неустойчивости.

В звёздной системе возможно развитие гравитационных неустойчивостей, а также кинетич. неустойчивостей, связанных, как и в плазме, с видом ф-ции распределения. Невращающиеся системы — эллиптич. галактики, шаровые скопления — устойчивы относительно всех типов возмущений, что позволяет им сохранять правильную форму даже в отсутствие столкновений. По мере увеличения вращения и приобретения галактикой формы диска возрастает число неустойчивых мод (видов) собственных колебаний. Наиболее важной явл. джинсовская неустойчивость тонкого диска. При образовании уплотнения в тонком диске возрастают гравитац. силы, стремящиеся увеличить плотность. Центробежные силы и давление препятствуют росту плотности. Центробежные силы приводят к стабилизации самых крупномасштабных возмущений, связанных со сжатием или расширением диска как целого. Изотропное давление в диске стабилизирует мелкомасштабные возмущения с длиной волны порядка или меньше толщины диска. Возмущения промежуточных масштабов в тонком диске оказываются неустойчивыми, в результате их развития может оказаться спиральная структура. Численные расчёты развития неустойчивостей в тонком диске в гидродинамич. приближении показывают, что наиболее быстро растёт двухрукавная спиральная мода, соответствующая отстающей спирали (с закручивающимися ветвями). Различие между лидирующей и отстающей спиральными волнами показано на рис. 3.

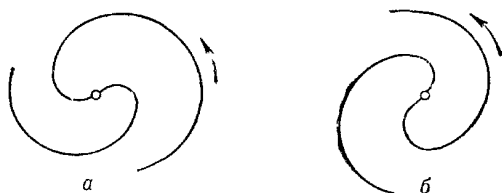


Рис. 3. Формы спиралей: а — отстающая, б — лидирующая (стрелками указано направление вращения).

На рис. 4 приведена форма спиральной волны, полученная в численных расчётах собственных колебаний диска. Эти результаты находятся в соответствии с

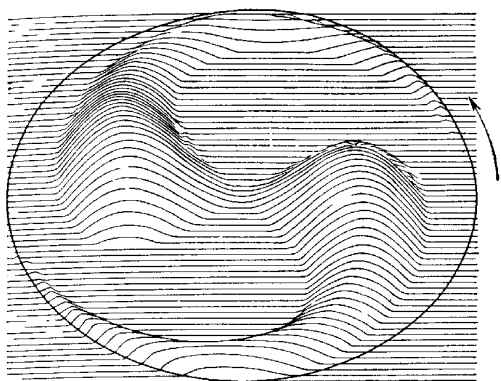


Рис. 4. Расчёты спиральной структуры на ЭВМ — неустойчивая двухруканная отстающая спираль.

наблюдениями галактик, к-рые показывают, что осн. типом спиралей явл. двухруканные и отстающие.

Кинетические неустойчивости. Впервые неустойчивости подобного типа были изучены в плазме (см. *Неустойчивости плазмы*). Эти неустойчивости обусловлены взаимодействием волн с частицами. Неустойчивость возникает, когда частицы передают волне больше энергии, чем отнимают от неё. Для этого необходимо, чтобы ф-ция распределения была далека от равновесной. Т. н. пучковая неустойчивость развивается, когда ф-ция распределения f имеет локальный максимум в области больших скоростей (т. е. имеется пучок частиц с большими скоростями). Циклотронная неустойчивость может развиваться в быстро-вращающейся звёздной системе. Дрейфовая, или градиентная, неустойчивость развивается в неоднородной звёздной системе при наличии градиентов плотности или темп-ры. Роль кинетич. неустойчивостей в галактиках ещё не совсем понятна. Скорость нарастания обусловленных этими неустойчивостями возмущений обычно меньше, чем у гравитационной неустойчивости. В спиральных галактиках имеется сферич. подсистема, скорость вращения к-рой много меньше, чем у диска. В этих условиях будут развиваться пучковая, а также две другие кинетич. неустойчивости, чем можно объяснить нек-рые особенности структуры спиральных галактик. При наличии резких градиентов скорости в Галактике возможно развитие неустойчивости, связанной со скачками тангенциальной скорости.

Бароподобная неустойчивость, массивные короны галактик. Аксиально-симметричная форма вращающегося самогравитирующего тела становится неустойчивой при достаточно быстром вращении. В результате развития этой неустойчивости образуется трёхосная фигура (бар), из-за чего данная неустойчивость названа бароподобной. Она изучена ещё в 19 в. при рассмотрении самогравитирующих конфигураций несжимаемой жидкости и носит универсальный характер, в т. ч. имеет место и в звёздных системах. Момент вращения у дисков в спиральных галактиках столь велик, что должно было бы существовать большое количество эллиптич. дисков. Однако наблюдения не позволяют отличить эллиптич. диск от эллиптич. проекции кругового диска на небесную сферу. Обычно считается, что галактич. диски явл. круговыми, поэтому для их устойчивости необходимо наличие массивной сферич. составляющей с массой, превышающей массу светящегося вещества. Анализ распределения скорости галактик — спутников нашей Галактики — показывает, что эта масса может быть распределена в обширной короне, окружающей Галактику, и масса короны может на порядок превышать массу Галактики. Предполагается наличие аналогичных корон и у др. галактик, однако их существование ещё не явл. твёрдо установленным наблюдательным фактом.

Численные расчёты в звёздной динамике. С развитием вычислительной техники стало возможным изучать звёздные системы, не прибегая к кинетическому уравнению, а решая непосредственно уравнения движения отдельных тяготеющих масс. Количество рассматриваемых тяготеющих масс ограничено возможностями ЭВМ и составляет неск. тысяч при учёте тяготения каждой массы в отдельности и неск. сотен тысяч при учёте только усреднённого потенциала звёзд. Расчёты подтверждают появление и развитие спиральных структур (рис. 5), испарение отдельных точечных масс. В системах с неск. тысячами звёзд (при реальном учёте тяготения каждой звезды) эволюция ведёт к образованию большого числа связанных пар. Выделяющаяся при образовании таких пар потенциальная энергия (см. *Энергия связи*) приводит к полному разлёту

скопления в конце эволюции. Подобные расчеты могут применяться для описания последних стадий эволюции ядра шарового скопления и указывают

мика звездных систем, М., 1958, Динамика и эволюция звездных систем, [Сб. ст.], М.—Л., 1975, Поляченко В. Л., Фридман А. М. Равновесие и устойчивость гравитирующих систем, М., 1976

Г. С. Бисноватый Коган

ЗВЕЗДНЫЕ АССОЦИАЦИИ — см.

Звездные скопления

ЗВЕЗДНЫЕ ВЕЛИЧИНЫ — безразмерные величины, характеризующие блеск небесного светила. Для оценки блеска звезд, видимых невооруженным глазом, древнегреч. ученые Гиппарх (2 в. до н.э.) ввел спец. шкалу. Зв. в 3-й звезд. 1-й величины он отнес наиболее яркие звезды, к звезд. 6-й величины — самые слабые. Промежуточное подразделение на величины было осуществлено по принципу: звезды 2-й и 3-й величины настолько же слабее звезд 1-й величины, насколько они ярче звезд 3-й величины, и т.д. Этот принцип применен и при построении шкалы Зв., используемой в совр. астрономии (такую шкалу предложил англ. астроном Н. Погсон в 1856 г.). Шкала строится так, чтобы разнице в пять Зв. отвечало изменение освещенности, создаваемой звездой, в 100 раз. Т.о., шкала Зв. — логарифмическая, с основанием $(100)^{1/5} = 10^{0.4} \approx 2,512$. Зв. в m связана с освещенностью E ф-лой

$$m = -2,5 \lg E + \text{постоянная.} \quad (1)$$

Если E_1 и E_2 — освещенности, создаваемые двумя звездами на площадке, расположенной перпендикулярно лучу зрения, то разность Зв.

$$m_1 - m_2 = -2,5 \lg(E_1/E_2) \quad (2)$$

Сравнивая освещенность, создаваемую исследуемой звездой, с нек-рой стандартной освещенностью, можно определить Зв. звезды. Определяемая Зв. зависит от спектра чувствительности приемника излучения — глаза, фотоэлектрич. детектора, фотопластинки и др. (рис. 1)

Визуальная Зв. (m_v) определяется прямым наблюдением и отвечает спектр. чувствительности человеческого глаза (максимум чувствительности приходится на длину волны $\lambda = 555$ мкм).

Фото-визуальная, или желтая (V , или m_{pv}), Зв. определяется фотометрированием изображения звезды на ортохроматич. фотопластинке при фотографировании через

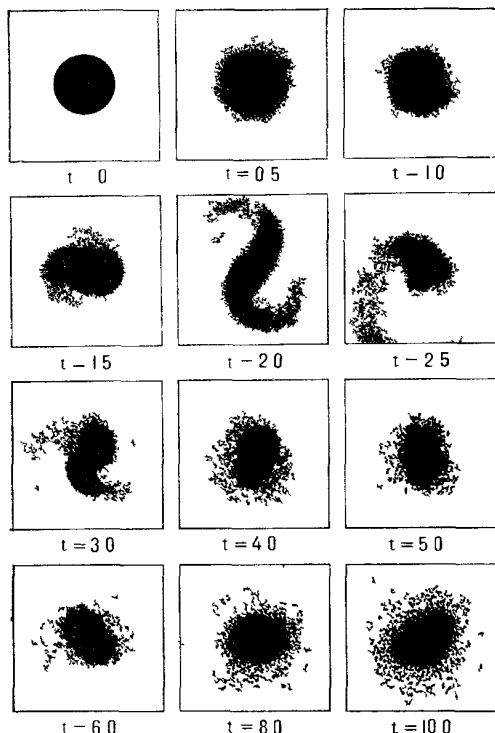


Рис. 5. Эволюция однородно вращающегося диска из 10^5 точечных масс. Время указано в единицах периода вращения диска. Начальные хаотические скорости имеют нормальное распределение. Хорошо видно развитие двухрукавной спиральной структуры, которая постепенно размывается в результате релаксации системы.

на то, что черные дыры при этом не образуются. Численные расчеты с успехом применяются при исследовании скоплений галактик, где число членов сравнительно невелико.

Численные расчеты позволяют исследовать столкновения галактик, к-рые моделируются неск. сотнями или тысячами точек. Получается, что после достаточно близкого пролета одной галактики мимо другой в диске возбуждаются спиральные волны. Это может происходить в богатых скоплениях галактик, где близкие пролеты галактик достаточно вероятны.

Лит. Чандрасекар С., Принципы звездной динамики пер. с англ., М., 1948, Огородников К. Ф., Дина-

желтый светофильтр. Визуальная и фотовизуальная Z в практически совпадают.

Фотографическая, или синяя (B , или m_p), Z в определяется фотометрированием изображения звезды на фотопластинке, чувствительной к синим и УФ лучам, или при помощи сурьмяно цезиевого фотоумножителя с синим фильтром.

Болометрическая Z в (m_b , или $m_{\text{бол}}$) определяется болометром (интегральным приемником излучения) и отвечает полной мощности излучения звезды в той области спектра, просуммированной по всему спектру излучения.

Совр система Z в — система UBV . В ней комбинация из УФ, синего и желтого фильтров с фотоумножителем получают систему ультрафиолетовых Z в (они обозначаются U), а также фотоэлектрические аналоги визуальной (V) и фотографической (B) Z в (см *Астрометрия*).

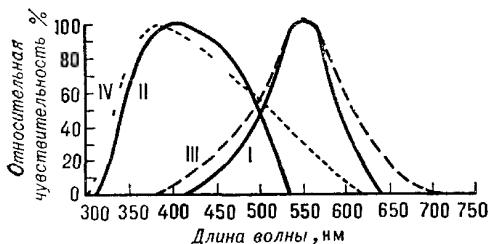


Рис 1. Кривые дневной спектральной чувствительности глаза (I), нормальной фотопластинки (II), фотовизуальной пластинки (III) и сурьмяно цезиевого фотоумножителя (IV).

В Z в выражают не только блеск звезд (точечных источников излучения), но и блеск светил, имеющих видимые угловые размеры (планеты, кометы, спутники, Луна, Солнце). Под Z в протяженного объекта (ее наз интегральной) понимают величину суммарного блеска его частей. Диапазон Z в различных космич объектов очень широк от -26.7^m для Солнца до $+24^m$ для самых слабых звезд находящихся на пределе чувствительности приемной аппаратуры самых мощных телескопов. Объясняется это различием в светимостях космич объектов и расстояниях до них. Для сравнения светимости звезд их условно располагают на стандартном расстоянии в 10 пк. Z в крой обладало бы светило, находясь на расстоянии в 10 пк (рис 2),

наз абсолютно Z в. Соотношение между абс Z в M , видимой величиной m и расстоянием r до светила в пк (влияние межзвездного поглощения света и

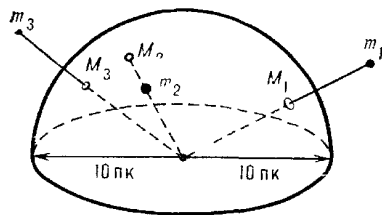


Рис 2. Соотношение между видимой m и абсолютной M звездными величинами и расстоянием до светила. Звездные величины изображены кружками разного диаметра, видимые звездные величины — черными кружками, абсолютные — светлыми. Размер кружка пропорционален блеску звезды.

красного смещения на m учитывается предварительно) имеет вид

$$M = m + 5 - 5 \lg r. \quad (3)$$

Эта формула служит также для определения фотометрич расстояний (см *Расстояния до космических объектов*). Абс. Z в Солнца оказывается равной $+4.8^m$. Для определения абс Z в др светил необходимо знать две получаемые из наблюдений величины: параллакс светила и его видимую Z в. Так, параллакс d звезды α Девы (Спика) составляет $0.02''$, т.е. расстояние до нее $r = 1/d \approx 50$ пк. Находясь на расстоянии в 10 пк, она создавала бы освещенность в $(50/10)^2 = 25$ раз больше наблюдаемой освещенности. Это значит, что ее абсолютная Z в примерно на 3.5^m меньше видимой величины ($+1.2^m$) и составляет $1.2^m - 3.5^m = -2.3^m$.

В зависимости от того, в какой системе выражена видимая Z в, абс Z в может быть визуальной, фотографической, в системе UBV и болометрической. С физ точки зрения наибольший интерес представляет болометрическая абс Z в, так как она характеризует полное количество энергии и излучаемой звездой в ед времени (ее полную светимость). Болометрич Z в Солнца приблизительно равна ее визуальной Z в (т.к. практически вся энергия излучения Солнца приходится на видимый диапазон), для более холодных или горячих звезд вводятся болометрические поправки. Диапазон изменения болометрич. абс Z в составляет примерно 28^m .

(от -10^m для звёзд самой большой светимости до $+18^m$ для самых слабых звёзд).

Ю. П. Псковский.

ЗВЁЗДНЫЕ СКОПЛЕНИЯ — гравитационно-связанные группы звёзд, имеющих общее происхождение. З. с. движутся в поле тяготения Галактики как единое целое.

З. с. принято делить на два типа — шаровые звёздные скопления, принадлежащие сферич. составляющей Галактики (их полное число ≈ 500), и значительно более многочисленные ($\approx 2 \cdot 10^4$) скопления галактич. диска, к к-рым относятся рассеянные скопления, движущиеся скопления и ассоциации. Шаровые скопления — массивные сферические или эллипсоидальные системы с числом звёзд $\geq 10^5$, они относятся к старому населению Галактики (населению II, см. *Населения звёздные*). Возраст шаровых скоплений велик, ≈ 15 млрд. лет. Рассеянные скопления — типичные представители плоской составляющей диска (населения I, см. *Населения звёздные*). Обычно они содержат $\sim 10^3 - 10^4$ звёзд, т. е. много меньше, чем шаровые скопления, и моложе их. Движущиеся скопления — это близкие группировки звёзд, обладающие сравнительно большим собственным движением. По главным св-вам (составу звёзд и др.) движущиеся скопления не отличаются от рассеянных. Понятие «ассоциация» ещё не вполне установилось. Советский астроном В. А. Амбарцумян считал, что ассоциации — это группировки звёзд определённых типов (ОВ-звёзд или звёзд типа Т Тау, см. *Переменные звёзды*), в к-рых нет или мало звёзд др. типов, и поэтому плотность их меньше необходимой для гравитац. устойчивости группировки. Успехи радио- и ИК-астрономии последних лет показали, что в области типичных ассоциаций плотность вещества (газопылевого и звёздного) выше средней в диске Галактики. Однако после ухода газа из ассоциации под действием излучения О-звёзд (см. *Давление излучения*) плотность вещества может стать недостаточной для устойчивости О-ассоциаций в поле приливных сил Галактики. Что же касается Т-ассоциаций, то высокие плотности и малые дисперсии скоростей звёзд в Т-ассоциациях указывают на их устойчивость. Советский астроном П. Н. Холопов относит термин «ассоциация» к молодым скоплениям, погружённым в облака молекулярного

водорода и пыли и находящимся на стадии формирования (см. *Звездообразование*). После окончания процесса формирования ассоциация, теряя газ и часть своих быстрых членов, превратится, скорее всего, в одно или неск. рассеянных скоплений.

З. с. доступны для изучения и в других, не слишком далёких галактиках. Так, в *Магеллановых Облаках* открыто ≈ 2000 шаровых и рассеянных скоплений, в Туманности Андромеды (М31) ≈ 350 шаровых скоплений и 400 рассеянных, а у гигантской эллиптич. галактики М87 обнаружено ≈ 4000 шаровых скоплений.

Необходимо отметить, что деление скоплений на шаровые и рассеянные в нек-рой степени условно. Так, в Магеллановых Облаках наблюдаются скопления — шаровые по внешним признакам (форме, числу звёзд), но имеющие звёздный состав и возраст, характерные для рассеянных скоплений.

Изучение З. с., их *Герцшпрунга* — *Ресселла* диаграмм способствовало построению теории эволюции звёзд.

Лит.: Холопов П. Н., Звёздные скопления, М., 1981; его же, Молодые и возникающие звёздные скопления, М., 1982; Ефремов Ю. Н., Звёздные скопления, М., 1980. А. Э. Пискунов.

ЗВЁЗДНЫЙ ВЕТЕР — стационарное истечение вещества (*плазмы*) из звезды со скоростями порядка сотен и даже тысяч км/с. З. в. аналогичен *солнечному ветру*. У горячих О- и В-звёзд З. в. был обнаружен по доплеровскому уширению спектральных линий (см. *Доплера эффект*) в УФ-области спектра, у звёзд типа Вольфа — Райе и Т Тельца — по линиям оптич. диапазона. З. в. образует вокруг относительно холодной звезды горячую корону, подобную *солнечной короне*. Существование у звёзд поздних спектральных классов горячих корон было предсказано на основе модели звёзд с конвективной оболочкой. Рентг. телескоп спутника НЕАО-В (США, 1978 г.) позволил обнаружить короны этих звёзд по их рентгеновскому излучению.

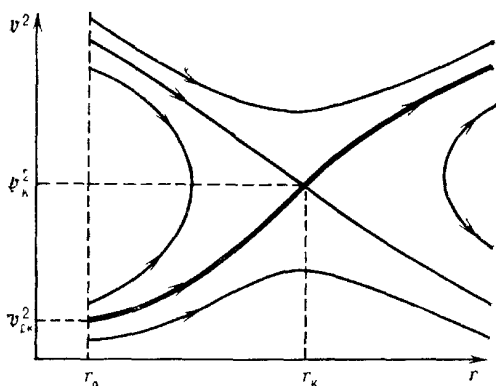
У горячих звёзд с эффективной темп-рой $T_0 \approx 30\,000$ К причиной истечения явл. *давление излучения*, частота к-рого соответствует частотам сильных спектр. линий. Фотоны с частотами, близкими к частотам резонансных линий ионов звёздных атмосфер, обладают значит. сечением взаимодействия с веществом. Ионы С, N, О и др. поглощают

излучение звезды на соответствующих резонансных частотах. В результате они приобретают импульс, направленный от звезды. Столкновения ионов быстро распределяют направленный импульс по всему веществу, и начинается истечение. Вещество З. в. ускоряется до скоростей $\approx (1-3) \cdot 10^3$ км/с, но почти не нагревается, так что темп-ра его должна быть близкой к темп-ре фотосферы. Однако рентг. наблюдения горячих звёзд показали наличие излучения, тепловой спектр к-рого соответствует $T_3 \approx 5 \cdot 10^6$ К. Столь высокую темп-ру З. в. можно объяснить существованием тонкого горячего слоя вблизи поверхности звезды, нагреваемого механ. волнами, возникающими в процессе колебаний звезды как целого. Если звезда обладает сильным магн. полем, то в её магнитосфере могут развиваться также различные магнито-гидродинамич. и кинетич. неустойчивости, приводящие к появлению горячих областей в сравнительно холодном З. в. Потери массы из-за З. в. у горячих звёзд составляют $10^{-7}-10^{-6} M_\odot$ в год.

У звёзд с низкой поверхностной темп-рой (≈ 6000 К) наличие горячей ($10^6-5 \cdot 10^6$ К) истекающей короны связано с существованием в оболочках этих звёзд конвективных движений, являющихся источником волн различного типа. Волны выходят в атмосферу звезды и переносят механическую и магн. энергию. Из-за диссипации энергия движущихся наружу волн переходит в тепло. Это поддерживает высокую темп-ру расширяющейся короны. Нагрев короны тесно связан с магн. полем звезды. При наличии магн. поля генерируются магнито-гидродинамич. волны. Распространение волн по атмосфере звезды в направлении уменьшения плотности вещества приводит к росту амплитуды первоначально слабой волны, она превращается в ударную волну, для к-рой диссипация особенно сильна. Как следует из наблюдений за короной Солнца, источники нагрева в ней имеются вплоть до расстояний $\approx 5R_\odot$. Слабее всего затухают волны альвееновского типа (см. *Альвееновские волны*), к-рые прогревают удалённые от звезды области короны. Помимо генерации волн конвективные движения приводят к усилению и закручиванию магн. поля, выходящего в корону. При этом развиваются явления, приводящие к выделению энер-

гии магн. поля (подробнее об этом см. в ст. *Вспышки на Солнце*) и нагреву близких к фотосфере областей короны. Скорости истечения вещества у звёзд типа Солнца составляют ≈ 400 км/с. У звёзд холоднее Солнца конвективные движения более интенсивны и корона оказывается более мощной. Потери массы из-за расширения короны у молодых сжимающихся звёзд типа Т Тельца составляют $\sim 10^{-8} M_\odot$ в год (эта величина для Солнца равна $\sim 10^{-14} M_\odot$ в год). Скорости истечения у молодых звёзд могут быть несколько меньше (≈ 200 км/с).

В З. в. происходит гидродинамич. ускорение вещества, при к-ром энергия теплового движения частиц горячего газа превращается в энергию направленного истечения. Воздействие радиационного давления, к-рое доминирует у горячих звёзд, а также дополнит. нагрев на начальном участке течения явл. факторами, способствующими ускорению. По мере роста скорости v потока удельная энергия направленного движения $v^2/2$ становится порядка удельной энергии хаотич. (теплового) движения частиц газа $3R_0 T/2\mu$. При этом поток достигает т. н. звуковой точки, в к-рой скорость потока v сравнивается со скоростью распространения в нём малых возмущений, т. е. скоростью звука $v_{зв} = \sqrt{\gamma R_0 T/\mu}$ (γ — показатель адиабаты, равный $5/3$ для одноатомного газа). Для ур-ний газодинамики, описывающих характер течения З. в., звуковая точка явл. особой: переход частиц из области $v < v_{зв}$ в область $v > v_{зв}$ накладывает ограничения на параметры потока. Эти ограничения свойственны всем газодинамич. течениям. Напр., при ускорении потока газа в трубе (сопле Лаваля) точка, где достигается скорость звука, находится в самом узком сечении трубы-сопла. Для З. в. в гравитац. поле звезды, как следует из ур-ний, звуковая точка находится на расстоянии $r_K = G M/2v^2$ от центра звезды ($v = v_K = v_{зв}$, G — гравитац. постоянная). Как показывают наблюдения, вдали от звезды течение плазмы становится сверхзвуковым. Для перехода от дозвукового течения ($v < v_{зв}$) к сверхзвуковому ($v > v_{зв}$) требуются особые начальные условия. На рис. приведена зависимость квадрата скорости от расстояния r при различных начальных значениях $v_0^2(r_0)$. Видно, что только одно значение скорости $v_0 = v_{ок}$ приводит к достижению ско-



Зависимость квадрата скорости истечения вещества v^2 от радиуса r (расстояния от звезды) для различных начальных значений $v_0^2(r_0)$. Жирная кривая — зависимость для звездного ветра.

рости звука и дальнейшему росту скорости в ускоряющемся потоке. Именно это течение реализуется в действительности. Объяснить это можно тем, что при $v_0 \neq v_{0k}$ переход через скорость звука происходит в условиях нестационарного течения, а возмущения, распространяющиеся от звуковой точки к начальной точке по нестационарному потоку, приводят к тому, что при $r = r_0$ устанавливается скорость $v_0 = v_{0k}$. Это связано с устойчивостью данного режима течения.

Расстояние от звезды до критич. точки зависит от темп-ры короны T_k и массы M звезды:

$$r_k = \frac{GM}{2v_k^2} = 2,5R_\odot \left(\frac{2 \cdot 10^6(K)}{T_k} \right) \left(\frac{M}{M_\odot} \right).$$

В 3. в. у звезд с массой, близкой к $M_\odot$, критич. точка расположена на расстоянии $r_k = (3-5)R_\odot$, у горячих массивных звезд $r_k \approx 100R_\odot$. Вдали от звезды при $r \gg r_k$ скорость 3. в. примерно постоянна и плотность вещества ρ в стационарном потоке падает $\sim 1/r^2$. 3. в. вытягивает магн. поле звезды, к-рое при наличии вращения образует форму слабо закрученной спирали. При этом напряжённость поля $H \sim 1/r^2$, а его энергия $\sim H^2 \sim 1/r^4$, т.е. быстро убывает и обратного влияния на движение газа не оказывает. Когда динамич. давление 3. в. ρv^2 сравнивается с давлением межзвёздного газа, поток резко тормозится. При этом образуются ударная волна и тонкий уплотнённый граничный слой

(см. *Гелиосфера*). Сильный 3. в. может создавать вокруг звезды высокотемпературную зону с небольшой плотностью газа.

Лит.: Паркер Е., Динамические процессы в межпланетной среде, пер. с англ., М., 1965; Космическая газодинамика, пер. с англ., М., 1972. Г. С. Висноватый-Коган.

ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЕ

Содержание:

1. Введение	262
2. Теоретические представления о процессе звездообразования	263
3. Данные наблюдений	264
4. Процессы, замедляющие звездообразование	265
5. Процессы, стимулирующие звездообразование	266

1. Введение

Звездообразование — процесс рождения звёзд из галактич. газа; исследование 3. — одна из фундаментальных проблем совр. астрофизики. Существование в Галактике неск. звёздных населений (с типичными для звёзд каждого населения физ. характеристиками, хим. составом и пространственным распределением) теория объясняет непрерывающимся рождением звёзд (различием возрастов звёзд) и изменением их св-во временем (см. *Эволюция звёзд*). Каждое население, каждое поколение звёзд хранит следы тех условий, к-рые имели место в период их рождения. Возрасты звёзд и звёздных населений теснейшим образом связаны с их химическим составом.

В период, когда рождались первые звёзды, протогалактическое газовое облако состояло из водорода (ок. 75%) и гелия (ок. 25% по массе) (см. *Космология, Галактика*) и занимало, как считается, примерно сферический объём. В конце эволюции звёзды первого поколения обогащают межзвёздный газ элементами более тяжёлыми, чем водород и гелий. Поэтому звёзды, родившиеся позже, относительно богаче тяжёлыми хим. элементами. Старые звёзды (родившиеся вначале) относятся к сферич. подсистеме Галактики, для к-рой характерна сильная концентрация звёзд к галактич. центру. Более молодые звёзды концентрируются к галактич. плоскости, поскольку газ, из к-рого они образовались, постепенно оседал к этой плоскости (из-за вращения и действия центробежных сил он не мог столь же эффективно сжиматься к оси вращения Галактики).

Самые молодые объекты Галактики располагаются в непосредственной близости к галактич. плоскости (их ср. расстояние z от плоскости мало) и обладают небольшой (по сравнению с более старыми популяциями) *дисперсией скоростей*. Все индикаторы возраста показывают, что звёзды в Галактике имеют возраст приблизительно от 15 млрд. лет (самые старые) до 100 тыс. лет и меньше (см. *Возраст небесных тел*). Иными словами, З. происходит в Галактике и сейчас. Об этом свидетельствует присутствие массивных и горячих (молодых) звёзд *спектральных классов* O и B во внутр. краях галактич. спиральных рукавов (где концентрация газа и пыли повышена), существование мощных источников ИК-излучения в межзвёздных облаках водорода (ими могут быть молодые звёзды на стадии *звёзды-кокона*) и др. факты (см. ниже). Возраст этих объектов $\sim 10^5 - 10^7$ лет, т. е. крайне мал по сравнению с возрастом Галактики.

2. Теоретические представления о процессе звездообразования

Звездообразование начинается с фрагментации протяжённых холодных облаков газа под действием гравитац. сил. Фрагментация становится возможной в том случае, если масса выделяющегося фрагмента превосходит критич. значение (джинсовскую массу)

$$m_{\text{Дж}} = (k/Gm_{\text{H}})^{3/2} T^{3/2} \rho^{-1/2}, \quad (*)$$

где T и ρ — темп-ра и плотность газа, m_{H} — масса атома водорода. Для фрагмента (облака газа) с такой массой действие гравитац. сил преобладает над действием сил газового давления, и облако начинает сжиматься (см. *Гравитационная неустойчивость*). Если облако массивное ($m \gg m_{\text{Дж}}$), то в нём постепенно выделяется центральная плотная часть. Темп-ра этой части облака, несмотря на постепенное увеличение его плотности, остаётся низкой вследствие интенсивного остывания газа (выделяющуюся при сжатии теплоту уносит излучение молекул газа). При достижении определённой степени плотности становятся эффективными столкновения молекул газа с частицами пыли, к-рая приобретает темп-ру газа. Излучение пыли в субмиллиметровом и длинноволновом ИК-диапазоне, уносящее

значит. количество энергии, удерживает газ холодным. Сжатие газа протекает почти изотермически. Из выражения (*) видно, что в таком случае значение $m_{\text{Дж}}$ с ростом плотности уменьшается, и в какой-то момент плотная часть облака вновь может разделиться на отдельные гравитационно связанные фрагменты с массой, близкой к величине $m_{\text{Дж}}$ на данной стадии. Наряду с отмеченной выше гравитац. неустойчивостью в З. большая роль принадлежит фрагментации вследствие тепловой неустойчивости (см. *Межзвёздный газ*). Заметную роль может играть также магн. поле (см. *Рэля — Тейлора неустойчивость*). Магн. поле вморожено в межзвёздный газ. Поэтому при сжатии газа магн. поле возрастает. Этот процесс объясняет в общих чертах происхождение магн. полей звёзд (см. *Гидромагнитное динамо*).

Каждый из возникших фрагментов облака газа снова сжимается под действием собственной гравитации, и когда величина $m_{\text{Дж}}$ для него становится много меньше его массы, он в свою очередь распадается на серию более мелких фрагментов. Этот процесс наз. иерархической или каскадной фрагментацией. Он продолжается до тех пор, пока на какой-то стадии плотность газа станет столь высокой, что очередные фрагменты уже будут непрозрачными для излучения, уносящего выделяющуюся теплоту. Сжатие непрозрачных фрагментов сопровождается адиабатич. ростом темп-ры, к-рый приводит к увеличению $m_{\text{Дж}}$, а следовательно, к невозможности дальнейшей фрагментации. Последняя серия фрагментов и представляет собой *протозвёзды* — непрозрачные массы газа, в к-рых гравитация уравновешивается внутр. давлением. Расчёты показывают, что при достижении газом состояния непрозрачности масса фрагментов имеет вполне определённую величину, к-рая выражается практически только через фундаментальные константы — скорость света, гравитац. постоянную, постоянную Планка, заряд и массу электрона. Эта величина близка к наблюдаемым массам звёзд, что явл. одним из важнейших результатов совр. теории З. Найти теоретически (без спец. предположений) ф-цию распределения фрагментов по массе (т. е. распределение масс образующихся звёзд) пока не удалось. Однако теория объясняет, почему

массы рождающихся звёзд не могут быть слишком большими. Естественно предположить, что непрозрачной для излучения становится сначала центральная плотная часть протозвезды — её ядро, к-рое излучает с поверхности энергию приблизительно как *абсолютно чёрное тело*. На ядро падает (аккрецирует) оставшийся в оболочке газ, постепенно увеличивая массу ядра (рис. 1).

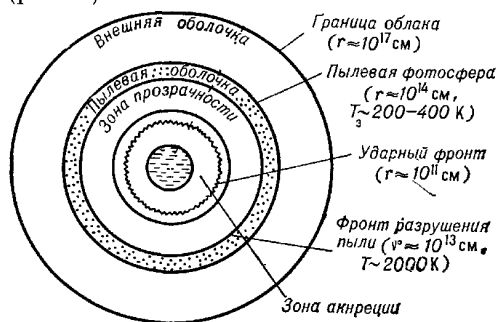


Рис. 1. Строение протозвёздного облака на стадии аккреции вещества из газовой оболочки на образовавшееся ядро. Температура внешней поверхности непрозрачной в оптическом диапазоне пылевой оболочки составляет несколько сотен кельвинов, внутренней ≈ 2000 К. Оболочка излучает в ИК-диапазоне (по П. Н. Холопову, 1982).

С ростом массы быстро растёт светимость ядра, и на некоторой стадии (если оболочка была массивной и на ядро выпало достаточно много вещества) светимость становится столь высокой, что излучение, нагревая газ в оболочке, рассеивает последнюю в межзвёздном пространстве (существенную роль здесь играет также *давление излучения*). Поэтому дальнейший рост массы ядра протозвезды прекращается, и оно уже окончательно эволюционирует в звезду. Согласно расчётам, макс. массы, к-рые могут образоваться путём аккреции протозвёздной вещества оболочки, не превышают неск. десятков солнечных масс, что соответствует примерно массам ОВ-звёзд.

Сформировавшаяся звезда сначала имеет размеры, значительно превышающие размеры звёзд такой же массы на более поздней стадии эволюции (при выходе на *главную последовательность*), и потому излучает большое количество энергии. На этой стадии она находится в верхней правой части *Герцшпрунга — Расселла диаграммы* (Г.—Р. д.), т. е. в области *красных гигантов и сверхгиган-*

тов. Источником свечения явл. выделяющаяся при сжатии гравитац. энергия. По мере сжатия растёт температура поверхности, а полная светимость уменьшается (из-за уменьшения площади излучающей поверхности). В результате протозвезда перемещается на Г.—Р. д. влево и вниз, в сторону *главной последовательности*. В конце концов температура в центре достигает значений, при к-рых включаются термоядерные источники энергии, и дальнейшее сжатие останавливается. Этот момент, собственно, и означает превращение протозвезды в звезду (на Г.—Р. д. протозвезда достигает *главной последовательности*). Стадия протозвезды продолжается сравнительно недолго (у звёзд с массой $\sim 1 M_{\odot}$ — ок. $5 \cdot 10^6$ лет); кроме того, протозвёзды окружены «*коконом*» — плотной газопылевой оболочкой, непрозрачной для видимого излучения (см. *Звезда-кокон*). Всё это чрезвычайно затрудняет обнаружение и исследование процесса рождения звёзд.

3. Данные наблюдений

С развитием радио- и ИК-астрономии стало возможным заглянуть в «*колыбель*» звезды, т. к. газ и пыль в радио- и ИК-диапазонах прозрачны. Одна из областей 3. в Галактике расположена в созвездии Кассиопеи. Здесь находится рассеянное звёздное скопление IC 1805, имеющее возраст ок. 10^6 лет; оно содержит ярчайшие короткоживущие О-звёзды. Вокруг звёзд скопления до сих пор видны нитеобразные следы газа (филаменты) — остатки газового облака, из к-рого сформировалось скопление. Рядом со скоплением звёзды рождаются в совр. эпоху. На расстоянии всего 1° от IC 1805 обнаружена область W3, не содержащая видимых звёзд, но сильно излучающая в радиодиапазоне. Оказалось, что почти всё излучение идёт от четырёх-пяти компактных зон Н II. Их светимость соответствует светимости зон Н II, возбуждаемых УФ-излучением О-звёзд. Нет сомнений в том, что в центре этих областей находятся только что родившиеся звёзды. Т. о., W3 — «*невидимое*» звёздное скопление, находящееся на стадии рождения. От IC 1805 оно отличается большей компактностью и большим количеством плотных газопылевых облаков, т. е. как раз тем, чего можно ожидать в картине формирования звёзд в результате фрагментации массив-

ного газового облака-протоскопления. Возраст объекта W3 уже не 10^6 лет, а на порядок меньше.

Чрезвычайно молодые звёзды в W3 обнаруживают себя не только ионизацией окружающего газа. Сквозь газопылевой кокон может проходить ИК-излучение как самой звезды, так и пыли, к-рая, поглощая свет звезды, нагревается и переизлучает его в ИК-диапазоне. Все компактные зоны в W3 явл. сильными ИК-источниками. Один из них — источник IRS 5 — на четыре с половиной порядка ярче Солнца. Почти всю энергию он излучает на волнах длиннее 3 мкм как тело с *эффективной температурой* $T_0 \approx 350$ К. Кроме того, он оказался источником мазерного излучения на парах воды (см. *Мазерный эффект*). Анализ всей совокупности этих фактов показал, что источник IRS5 — действительно рождающаяся звезда (по-видимому, даже двойная звезда). Похоже, что этот объект находится в промежуточной фазе между стадией сжатия и стадией собственно звезды: в центре объекта, скорее всего, уже идёт термоядерное горение водорода, но масса его продолжает расти за счёт *аккреции* вещества оболочки. З. активно происходит также в туманности Ориона (области W49, W51, W75), в центре Галактики (напр., в молекулярном облачном комплексе Sgr B2) и в др. местах. Характерными особенностями этих областей явл. наличие ИК-источников, источников мазерного излучения, компактных зон III, плотных молекулярных и пылевых облаков.

4. Процессы. замедляющие звездообразование

Тесная связь компактных областей III, ИК- и мазерных источников излучения с плотными молекулярными облаками показывает, что З. происходит в молекулярных облаках. Т. о., следует ожидать, что облака атомарного водорода должны становиться молекулярными перед тем, как в них начнётся З. Масса отдельных молекулярных облаков и их комплексов составляет от 20 до $10^5 M_\odot$, температура — от 10 до 80 К. В диффузных молекулярных облаках концентрация молекул $n \approx 20$ см $^{-3}$, в тёмных облаках (напр., в т. н. глобулах Бока) $n > 10^3$ см $^{-3}$. Полагают, что тёмные облака возникают благодаря быстрому сжатию диффузных. Миним. величина гравитационно связанной массы (джин-

совской массы) для молекулярных облаков $\approx 20-30 M_\odot$. Масса же тёмных облаков $M_{dc} \approx 100-200 M_\odot$. Если в таких облаках не действуют стабилизирующие факторы (давление, турбулентность, вращение и магн. поле), то облака должны сжиматься. Полная масса молекулярных облаков в Галактике $\sim 10^6 M_\odot$. В этих условиях, если гравитац. сжатие происходит за время свободного падения t_f , близкое к 10^6 лет при $n(H_2) \approx 10^3$ см $^{-3}$, З. в Галактике должно было бы составить $\sim 10^3 M_\odot$ в год. Это значительно больше, чем следует из данных наблюдений. Т. о., в плотных облаках газа должны действовать стабилизирующие факторы, препятствующие гравитац. сжатию. Не может быть существенным стабилизирующим фактором *давление*, т. к. $M_{dc} \gg M_{дж}$. Для того чтобы *турбулентность* могла остановить сжатие, она должна быть сверхзвуковой. Однако сверхзвуковая турбулентность генерирует ударные волны, энергия к-рых преобразуется в энергию излучения и высвечивается за время $t_c \ll t_f$, так что турбулентность не может удерживать облака от сжатия.

Стабилизировать облака может вращение. Первоначально слабое исходное вращение газовых облаков усиливается в процессе сжатия из-за сохранения углового момента. Скорость вращения массивных облачных комплексов, по данным наблюдений, $\omega \approx 0,1$ км/(с·пк), массивных облаков $\approx 0,4-2$ км/(с·пк), тёмных облаков $\approx 2-3$ км/(с·пк), т. е. вращение, по-видимому, способно удерживать тёмные облака от сжатия. Звёзды образуются из вращающихся облаков, поэтому они также должны вращаться.

Анализ влияния магн. поля на гравитац. сжатие диффузных и тёмных молекулярных облаков позволяет сделать следующие выводы. Время диффузии магн. поля из тёмных облаков мало, следовательно, магн. поле не влияет на их устойчивость и вращение. В диффузных облаках ситуация обратная. Силовые линии магн. поля длительно связывают газ облака с окружающей средой, что приводит к передаче части момента вращения облака окружающей среде и замедлению вращения. В этом случае магн. поле может способствовать гравитац. сжатию. Для предотвращения сжатия энергия магн. поля в диффузных облаках должна быть порядка гравитац. энергии (тогда давление поля остано-

вит сжатие). Для стабилизации, напр., диффузного облака поперечником 5 пк и массой $400 M_{\odot}$ (число частиц в 1 см^3 $n = 20$) напряжённость магн. поля в нём должна быть не меньше $3 \cdot 10^{-6}$ Э, что вполне реально.

5. Процессы, стимулирующие звездообразование

Поскольку молекулярные облака удерживаются от сжатия стабилизирующими факторами, З. может начаться только при воздействии триггеров (спусковых механизмов), стимулирующих гравитац. сжатие облаков. Это следует из наблюдений молекулярных облачных комплексов, связанных с ОВ-ассоциациями. Детальное изучение ближайших ОВ-ассоциаций (см. *Звёздные скопления*) показало, что они состоят из субгрупп различных возрастов. Напр., самая старая и одновременно самая протяжённая субгруппа молодых звёзд в созвездии Ориона (ОВ1) имеет возраст $\approx 12 \cdot 10^6$ лет, самая молодая $\approx 2 \cdot 10^6$ лет. В старых субгруппах меньше межзвёздного газа, в молодых — больше. Молодые ОВ-субгруппы расположены территориально очень близко к молекулярным облакам. Изучение расположенных в молекулярных облачных комплексах H_2O -мазеров, ярких ИК-источников, «горячих пятен» СО (областей интенсивного излучения молекул СО) показало, что звёзды, по-видимому, возникают в плотных фрагментах, локализованных вблизи поверхностей молекулярных облаков (на расстоянии 1—4 пк от поверхности, рис. 2). Такие же объекты — индикаторы З. — наблюдаются вблизи поверхностей ионизационных фронтов. По-видимому, фор-

Различия возрастов близких субгрупп $\approx 3 \cdot 10^6$ лет, расстояния между ними ≈ 10 —140 пк. Можно считать, что процесс З. в ОВ-ассоциациях распространяется со скоростью ≈ 10 км/с.

К процессам, эффективно увеличивающим внеш. давление на молекулярные облака и стимулирующим их гравитац. сжатие, относят: ударные волны, порождённые вспышками сверхновых звёзд; ионизационные фронты; волны плотности в галактиках; столкновения облаков; звёздный ветер.

Роль вспышки сверхновой как триггерного механизма рассматривается, в частности, во многих гипотезах о *происхождении Солнечной системы*. Имеются и др. теоретич. соображения и основанные на наблюдениях доказательства того, что порождённые вспышками сверхновых ударные волны могут стимулировать З. На это указывают, напр., наблюдения окрестностей остатка вспышки сверхновой в созвездии Большого Пса (SMR1, рис. 3). Другой триггерный механизм, «включающий» З., — спиральные волны плотности — характерен для спиральных галактик. Можно считать практически доказанным, что наблюдаемая в нашей и др. подобных галактиках спиральная структура имеет волновую природу (см. *Спиральная структура галактик*). Т. к. доля газа в Галактике мала (2—5% по массе), то волны плотности распространяются по звёздному населению — в спиральных рукавах концентрация звёзд повышается и гравитац. потенциал превышает ср. значение на 5—15%. Межзвёздный газ, попадая в зону действия гравитац. поля спиральной волны, приобретает дополнит. скорость по нормали к её фронту. Возникает скачок плотности — ударная волна, способная служить триггером для сжатия облаков газа, пересекающих границу спиральных ветвей Галактики. Галактич. спиральная волна плотности способствует развитию в газовых облаках неустойчивости Рэлея — Тейлора и образованию в них уплотнений. Действием этой волны объясняют также появление на внутренних краях спиральных рукавов тёмных полос — уплотнений пыли.

Существует мнение, что гигантские газовые (молекулярные) комплексы в Галактике состоят из множества более мелких облаков, столкновения к-рых могут приводить либо к их слипанию,

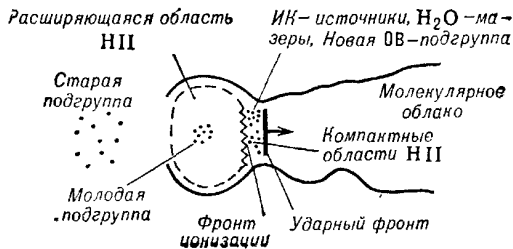


Рис. 2. Структура типичной ОВ-ассоциации по данным наблюдений ближайших ассоциаций в радио- и оптическом диапазонах.

мирование ОВ-субгрупп есть нек-рый систематич. процесс, к-рый, «стартуя» на одном конце молекулярного облака, распространяется к противоположному.

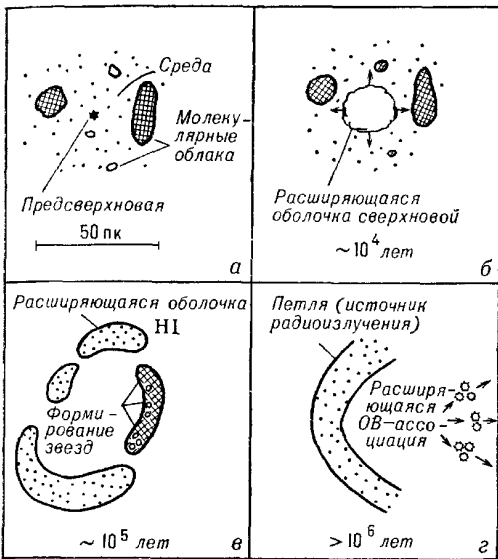


Рис. 3. Схема образования звезд (ОВ-ассоциаций) в облаках молекулярного водорода под воздействием вспышки сверхновой: а — комплекс молекулярных облаков до вспышки сверхновой; б — изменения, вызванные воздействием ударной волны от сверхновой на межзвездную среду и молекулярные облака; в — наблюдаемое в наше время состояние области R1 Большого Пса; г — типичная картина области, в которой находится ОВ-ассоциация.

при к-ром общая масса объединившихся облаков становится больше $m_{Дж}$, либо к возникновению ударных волн, сжимающих газ. В любом случае оба процесса могут играть роль триггера для гравитац. сжатия и З.

Ещё одним фактором, стимулирующим З., может быть *звёздный ветер* — поток плазмы от горячих звезд. Энергия, уносимая, напр., звёздным ветром за время жизни О-звёзды ($\sim 10^{50}$ эрг), сравнима с энергией расширяющейся оболочки сверхновой II типа. Т. о., сильный звёздный ветер должен оказывать существенное дополнит. давление на межзвездную среду и инициировать З. Другим возможным триггером, увеличивающим внеш. давление на облака и формирующим субгруппы ОВ-звёзд, могут быть ионизац. фронты от О-звёзд. Излучение О-звёзд приводит к ионизации межзвездного газа и к росту областей HII. Передняя граница области HII движется в виде ударной волны, за ней идёт ионизац. фронт. Вещество молекулярного облака, втекая в область между фронтами, быстро остывает благодаря

излучению и становится изотермическим. С накоплением достаточно большой массы вещество оказывается гравитационно неустойчивым, что в конечном счёте может привести к образованию субгруппы ОВ-звёзд.

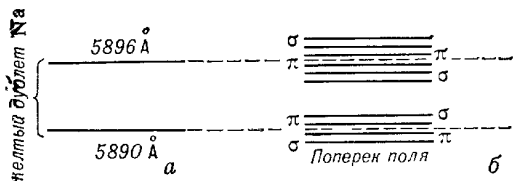
В целом возможные механизмы З. изучены ещё недостаточно. Прогресс в этой области тесно связан с дальнейшим накоплением и осмыслением данных наблюдений молекулярных облаков, индикаторов недавнего З. и явлений, к-рые могут служить триггерами З.

Лит.: Холопов П. Н., Молодые и возникающие звездные скопления, М., 1982; Шкловский И. С., Звезды. Их рождение, жизнь и смерть, 3 изд., М., 1984; Каплан С. А., Гипкелнер С. Б., Физика межзвездной среды, М., 1979; Протозвезды и планеты, ч. 1—2, пер. с англ., М., 1982; Гуревич Л. Э., Чернин А. Д., Происхождение галактик и звезд, М., 1983; Марочник Л. С., Сучков А. А., Галактика, М., 1984. Л. С. Марочник.

ЗЕЕМАНА ЭФФЕКТ — расщепление спектральных линий под действием на излучающее вещество внеш. магн. поля. З. э., наблюдаемый в спектрах поглощения, получил название обратного, все его закономерности аналогичны закономерностям прямого З. э. (наблюдаемого в линиях излучения). З. э. был открыт нидерландским физиком П. Зеemanом в 1896 г. при лабораторных исследованиях свечения паров натрия. Рис. 1 иллюстрирует зеемановское расщепление двух близких спектр. линий атома натрия, расположенных в жёлтой области видимого спектра (т. н. жёлтого дублета 5890Å и 5896Å). Картина расщепления существенно зависит от направления наблюдения по отношению к направлению магн. поля. В связи с этим различают продольный и поперечный З. э. При наблюдении перпендикулярно магн. полю (поперечный З. э.) все компоненты спектр. линии поляризованы линейно (см. Поляризация электромагнитных волн), часть — параллельно полю **H** (π -компоненты), часть — перпендикулярно (σ -компоненты). При наблюдении вдоль поля (продольный З. э.) остаются видимыми лишь σ -компоненты, однако линейная поляризация их сменяется круговой (рис. 2). Распределение интенсивности в наблюдаемой системе компонентов оказывается сложным.

Первое объяснение З. э. было дано нидерл. физиком Х. Лоренцем в 1897 г. в рамках классич. теории, согласно

к-рой движение электрона в атоме рассматривается как гармонич. колебания линейного осциллятора. По этой теории спектр. линия при поперечном З. э. расщепляется на три компонента. Такое явление получило название н о р м а л ь н о г о З. э., а расщепление линии на большее число компонентов — а н о м а л ь н о г о З. э. Однако обыч-



но наблюдается именно аномальный эффект. Исключение составляют переходы между синглетными уровнями, а также случаи сильного магн. поля (см. ниже).

Полное объяснение З. э. получил на основе квантовой теории. Уровни энергии атома расщепляются в магн. поле на подуровни. Квантовые переходы между подуровнями двух уровней порождают компоненты спектр. линии. Каждый энергетич. уровень атома характеризуется механич. моментом количества движения J . Расщепление уровней обусловлено тем, что с механич. моментом связан магн. момент

$$\mu = -\mu_B g J, \quad \mu_B = e\hbar/2mc, \quad (1)$$

где e , m — заряд и масса электрона, μ_B — магнетон Бора, а g — т. н. фактор Ланде. Смысл разделения коэфф. на два множителя поясняется ниже.

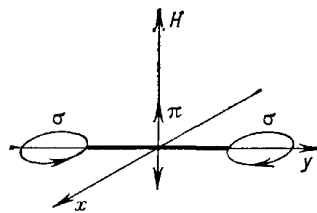


Рис. 2. Поляризация π-компонентов (поперечный эффект Зеемана) и σ-компонентов (продольный эффект); H — направление магнитного поля, плоскость x , y — плоскость поляризации σ-компонентов.

Знак минус обусловлен отрицат. зарядом электрона. Взаимодействие магнитного момента μ с полем H изменяет энергию уровня. Величина этого взаимодействия зависит от взаимной ори-

ентации μ и H . Вектор J в магн. поле может иметь $2J + 1$ ориентаций, при к-рых его проекция $J_H = M$, где M — магнитное квантовое число. Оно принимает значения $0, \pm 1, \dots, \pm J$. Столько же значений может иметь проекция μ_H магн. момента μ на направление H . Поэтому уровень расщепляется на $2J + 1$ компонентов.



Рис. 1. Картина расщепления двух близких спектральных линий атома натрия (желтого дублета Na) в магнитном поле при наблюдении поперек и вдоль поля; π- и σ-компоненты поляризованы различно.

Изменение энергии $\delta\mathcal{E}$ каждого компонента (по отношению к энергии уровня в отсутствие поля) с учетом ф-лы (1) равно:

$$\delta\mathcal{E} = -\mu_H H = \mu_B g M H. \quad (2)$$

Механич. момент атома складывается из орбитального момента L и спинного момента S : $J = L + S$. Аналогично магн. момент $\mu = \mu_L + \mu_S$. Величина μ_L подобна магн. моменту тока, образованного орбитальным движением электронов в атоме, и равна $-\mu_B L$. С величиной μ_S дело обстоит сложнее, т. к. спиновый момент S связан с внутр. характеристикой электронов, а не с их движением. Как следует из эксперимента (а также из релятивистской квантовой теории Дирака), $\mu_S = -2\mu_B S$, т. е. на единицу спинного момента приходится вдвое больший магн. момент. Т. о., полный магн. момент

$$\mu = -\mu_B (L + 2S) = -\mu_B (J + S). \quad (3)$$

Вектор μ прецессирует вокруг вектора J , так что в среднем он направлен вдоль J , а его величина определяется по ф-ле (1). Согласно расчетам на основе квантовой механики, фактор Ланде

$$g = 1 + [J(J + 1) - L(L + 1) + S(S + 1)]/2J(J + 1). \quad (4)$$

На рис. 3 показаны примеры зеемановского расщепления нек-рых уровней. В соответствии с ф-лой (2) смещение частот компонентов линий равно:

$$\delta\nu = \frac{\mu_B H}{h} [g_2 M_2 - g_1 M_1]. \quad (5)$$

Изменение квантового числа M определяется правилом отбора $\Delta M = M_2 - M_1 = 0, \pm 1$. Всевозможные переходы, удовлетворяющие этому правилу,

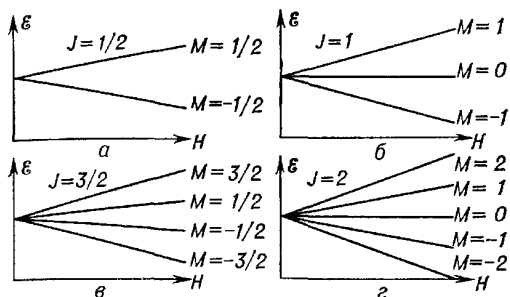


Рис. 3. Зависимость расщепления уровней энергии от напряженности магнитного поля: а — при $J = 1/2$, б — при $J = 1$, в — при $J = 3/2$, г — при $J = 2$, M — магнитное квантовое число.

дают зеемановскую структуру линии. В общем случае значения фактора Ланде различны для верхнего и нижнего уровней, переход между к-рыми образует спектр. линию. Т. о., переходы с различными M_1 дают разные $\delta\nu$ даже при одинаковом ΔM . В результате получается сложная картина — аномальный З. э. Если у верхнего и нижнего уровней $S = 0$, то $J = L$, $g = 1$, $\delta\nu = \mu_B H \Delta M / h$, т. е. оказываются возможными всего три разных $\delta\nu$ (три линии). Переходы между уровнями с $\Delta M = 0$ дают центральный π -компонент, а с $\Delta M = \pm 1$ — смещенные σ -компоненты. Возникает норм. З. э.

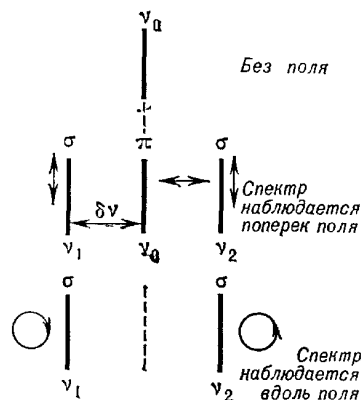


Рис. 4. Нормальный эффект Зеемана; стрелками обозначения компонентов, ν_0 — частота исходной линии, $\nu_1 = \nu_0 - \delta\nu$ и $\nu_2 = \nu_0 + \delta\nu$ — частоты σ -компонентов.

(рис. 4). Сходная картина получается в частном случае, когда $g_1 = g_2$.

В очень сильном поле H связь L и S нарушается, оба вектора начинают независимого друг от друга прецессировать

вокруг направления H с проекциями M_L и M_S . Нарушение связи имеет место в случае, когда зеемановское расщепление становится больше тонкой структуры, т. е. J -структуры уровня LS . При этом $\mu_H = (M_L + 2M_S)\mu_B$. Правило отбора для ΔM_L такое же, как для ΔM , а $\Delta M_S = 0$. Поэтому $\delta\nu = \mu_B H \Delta M_L / h$ и опять проявляется

норм. З. э. В данных условиях каждый зеемановский компонент имеет тонкую структуру (подобно J -структуре уровня LS). Компоненты этой структуры характеризуются значением величины $M_L \cdot M_S$. Переход от аномального к нормальному З. э. в сильном поле наз. эффектом Пашена — Бака. При переходе нарушается линейная зависимость смещения от поля. Для различных линий эффект возникает при разных величинах магн. поля.

В астрофизике З. э. используется для определения магн. полей космич. объектов.

При измерениях магн. полей звезд зеемановское расщепление спектр. линий обычно наблюдается в поглощении. Продольный компонент магн. поля измерен у неск. сотен звезд различных спектральных классов. Выяснено, что индукция магн. поля на поверхности т. п. магнитных звезд достигает неск. тысяч Гс, а у звезды HD 215441 наблюдается сильное поле $\approx 3,4 \cdot 10^4$ Гс. Очень сильные магн. поля, превосходящие 10^6 Гс, обнаружены по З. э. у нескольких выродившихся звезд — белых карликов.

Магн. поля Галактики можно измерить по зеемановскому расщеплению радиолитии водорода 21 см. Выбор линии поглощения для таких измерений позволяет наблюдать на фоне яркого радиоисточника резкую линию и значительно уменьшить роль шумов и возможных ошибок. Таким методом были измерены магн. поля в плотных и холодных облаках межзвездного газа, проецирующихся на яркие галактич. радиоисточники: Кассиопея А, Телец А и др. Оказалось, что в облаке, расположенном в направлении источника Кассиопея А, магн. поле достигает $(18 \pm 2) \cdot 10^{-6}$ Гс. Среднее крупномасштабное поле Галактики имеет величину $\approx 2 \cdot 10^{-6}$ Гс, а в облаках газа магн. поле в 5—10 раз больше. Таким путём определяется только продольный (вдоль луча зрения) компонент магн. поля.

Изучение магн. полей активных областей, пятен и др. образований на Солнце производится с помощью особых чувствительных приборов — фотоэлектрич. магнитографов, позволяющих измерять поля до 1 Гс и меньше (составляющую поля по лучу зрения). При таких измерениях также используется обратный З. э. В большинстве случаев зеemannовские компоненты линии сливаются между собой — наличие магн. поля вызывает общее расширение спектра линии. Магн. поле определяется в этих случаях поляризац. методами. При наблюдениях аномального З. э., когда линия расщепляется на ряд π - и σ -компонентов, для определения величины расщепления ($\delta\lambda_H$) σ -компонентов астрофизики используют формулу $\delta\lambda_H = \pm 4,67 \cdot 10^{-13} g \lambda^2 H$, где H выражено в Э, длина волны λ в Å. Обычно для измерений солнечных магн. полей используют спектр. линию железа $\lambda = 5250,4 \text{ Å} (\text{FeI})$ с фактором $g = 3$ и ряд др. линий. Поскольку зеemannовские компоненты линии поляризованы различно (в продольном З. э. линии имеют правую и левую круговую поляризацию, в общем случае — эллиптическую), изменение знака наблюдаемой поляризации смещает линию. Величина смещения, фиксируемая фотоэлектрич. магнитографом, определяет продольную составляющую напряженности поля. Для получения информации о величине и направлении полного вектора магн. поля на Солнце необходимо измерить параметры поляризации в некотором участке спектра линии и использовать результаты теории образования линий в магн. поле. Для этой цели обычно принимается некая модель атмосферы и предполагается однородность магн. поля в слое образования спектра линии. Полный вектор индукции магн. поля измеряется с гораздо меньшей точностью (50—100 Гс). Общее магн. поле Солнца как звезды составляет в среднем ок. 1 Гс, однако в солнечных пятнах величина поля значительно выше и достигает нескольких Гс.

Особый интерес представляют сверхсильные магн. поля $\sim 10^6$ — 10^9 Гс у поверхности нек-рых белых карликов и $\sim 10^{11}$ — 10^{13} Гс (а может быть, и выше) у поверхности ряда нейтронных звезд. В сверхсильных полях разрушается связь орбитальных и спиновых моментов (l_z и s_z) отдельных электронов, к-рые в

отсутствие поля образуют моменты L и S , $L = \sum l_i$, $S = \sum s_i$. В результате имеет место З. э. отдельных квазинезависимых электронов. В очень сильных полях нарушается центральная симметрия атома и атом (или ион) приобретает форму веретена. Такая ситуация имеет место на поверхности нейтронных звезд.

Л. А. Вайнштейн, В. М. Томозов

ЗОНЫ НII (области пониженного водорода, области Н II)

Содержание

1	Введение	270
2	Основные характеристики	270
3	Физические процессы	272
4	Эволюция зон НII	276

1. Введение

Зоны НII — широко распространенный тип туманностей, характеризующихся практически полной ионизацией водорода УФ излучением (длина волны $\lambda < 912 \text{ Å}$) звезд.

Типичные, т. н. диффузные З. НII образуются вокруг звезд спектрального класса В1 и более горячих. Яркая туманность возникает только в случае, когда горячая звезда высокой светимости находится в плотном газовом облаке. Часто З. НII создаются группой звезд или даже целой ассоциацией звезд, образуя гигантские З. НII. Звезда, находящаяся вне облака, может ионизовать газ в расположенных далеко от нее облаках (обычно весьма разреженных), создавая слабосветящиеся протяженные З. НII низкой плотности (см. *Межзвездный газ*). Рождающиеся горячие звезды ионизуют окружающий их плотный газ, создавая компактные З. НII, являющиеся индикаторами мест протекающего в настоящее время звездообразования. Разновидностью З. НII являются планетарные туманности.

2. Основные характеристики

В большей части объема З. НII водород ионизован более чем на 99,9%. Атомы др. элементов ионизованы обычно до II—V стадии ионизации. Гелий в ряде случаев может оставаться нейтральным. Темпер. (T) всех З. НII близки к 10^4 К. Для диффузных З. НII типичны значения $T \approx 7$ — $9 \cdot 10^3$ К, у планетарных туманностей темп-ры немного выше.

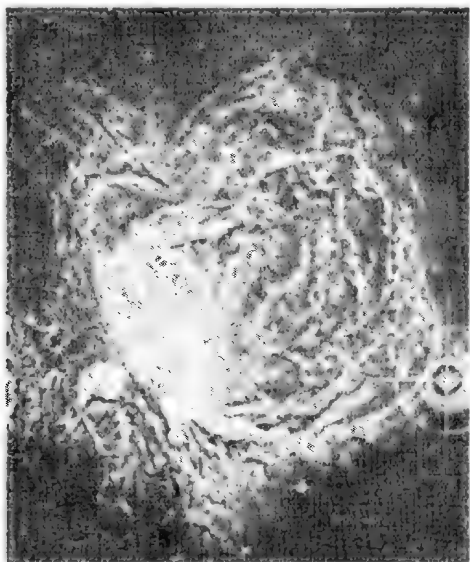
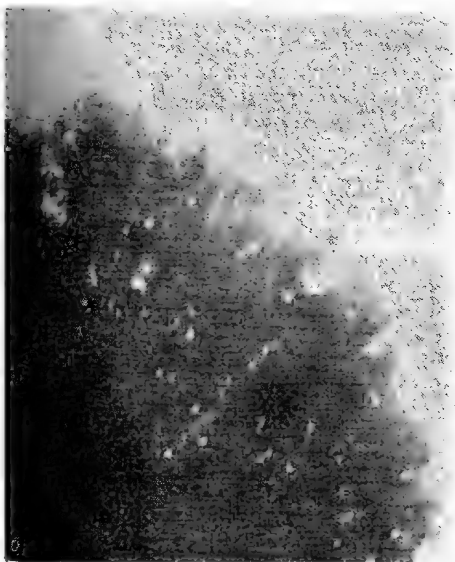
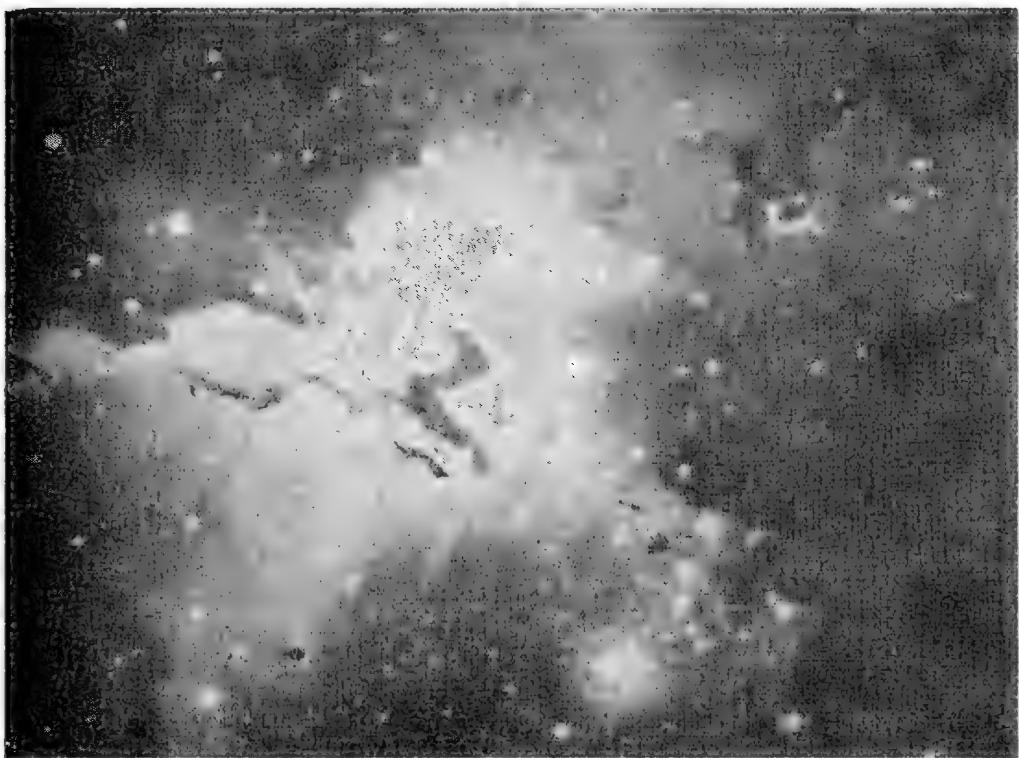


Рис 1. Структура зон НII *а* — диффузная зона НII NGC 6611 в созвездии Змеи, окружающая звездное скопление М 16, *б* — фрагмент близкой планетарной туманности «Улитка» (NGC 7293) в созвездии Водолея, *в* — контрастированная фотография крупной диффузной зоны НII — туманность Ориона (NGC 1976)

З НН очень сильно различаются по плотности, размерам, яркости и массам. Типичные диффузные З НН вокруг звезд спектр класса О имеют размеры 1—10 пк при концентрации частиц N от десятков до тысяч в 1 см^3 (плотность 10^{-20} — 10^{-23} г/см^3). Гигантские З НН имеют размеры до нескольких пк. Компактные З НН характеризуются высокой плотностью ($N \sim 10^4$ — 10^6 см^{-3} и более) при размерах 10^{-1} — 10^{-3} пк .

Поверхностная яркость З НН определяется мерой эмиссии (МЕ), величина которой колеблется от десятков пк/см⁶ в едва заметных на фоне неба диффузных зонах НН до $\text{МЕ} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ пк/см}^6$ в самых ярких, таких, как туманность Тарантул в Большом Магеллановом Облаке (см. *Магеллановы Облака*). Для З НН низкой плотности характерны $N = 1$ — 3 см^{-3} и МЕ до 30 пк/см^6 .

З НН, как и большинство других туманностей, имеют обычно ярко выраженную и довольно сложную структуру (рис 1). В диффузных З НН часто видны темные области — *глобулы* и светлые ободки вокруг них — *римы*. За глобулами нередко тянутся области пониженной яркости — *слоновые хоботы* (рис 1,а), также окаймленные римами. Кроме того, в близких З НН на пределе разрешения наблюдаются многочисленные мелко масштабные неоднородности (рис 1,б). В З НН имеются также столь мелкие неоднородности, что они выявляются лишь косвенными методами. В диффузных З НН, связанных с очагами звездообразования, обычно видна волокнистая структура с волокнами, вытянутыми вдоль силовых линий магнитного поля (рис 1,в).

Распределение З НН в пространстве определяется расположением создающих их звезд и газа. Диффузные З НН находятся в плоских подсистемах неправильных и спиральных *галактик* (в т.ч. *Галактики*). В спиральных галактиках они расположены в основном в спиральных рукавах, являясь наиболее яркими деталями в них и подчеркивая спиральный узор галактик (рис 2). Гигантские З НН часто встречаются в центре областей галактик, в т.ч. гигантских эллиптических. З НН есть также и в ядре Галактики.

З НН излучают главным образом в спектральных линиях водорода и в запрещенных спектральных линиях тяжелых

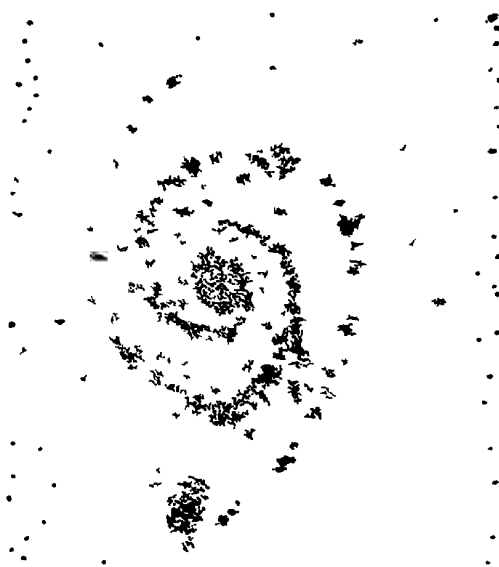


Рис 2 Рисунок по фотографии (негативу) спиральной галактики М 51, снятой через узкополосный фильтр в линии водорода H_α . Темные сгустки — крупные и гигантские зоны НН.

элементов. Большинство сильных спектральных линий диффузных З НН сосредоточено в видимой и ИК-областях спектра (рис 3,а). Кроме того, имеется слабый непрерывный спектр, который тянется от УФ- до радиодиапазона. На границах спектральных серий водорода имеются перепады яркости в несколько раз (скачки непрерывного спектра), напр. около $3648 \text{ \AA}$ имеется *балмеровский скачок* с перепадом яркости ок. 5 раз. В ИК-диапазоне преобладает излучение пыли (рис 3,б), а в радиодиапазоне — непрерывное излучение газа, на фоне которого видны *рекомбинационные радиолнии* водорода, гелия и углерода (рис 3,в).

По спектрам определяют физические условия и химический состав З НН. Их химический состав близок к «нормальному» космическому (см. *Распространенность элементов*). В планетарных туманностях возможно некоторое отличие содержания ряда элементов от обычного. Пыль (см. *Межзвездная пыль*) присутствует во всех типах туманностей.

3. Физические процессы

Ионизационное равновесие. Условия в З НН обычно далеки от термодинамического равновесия.

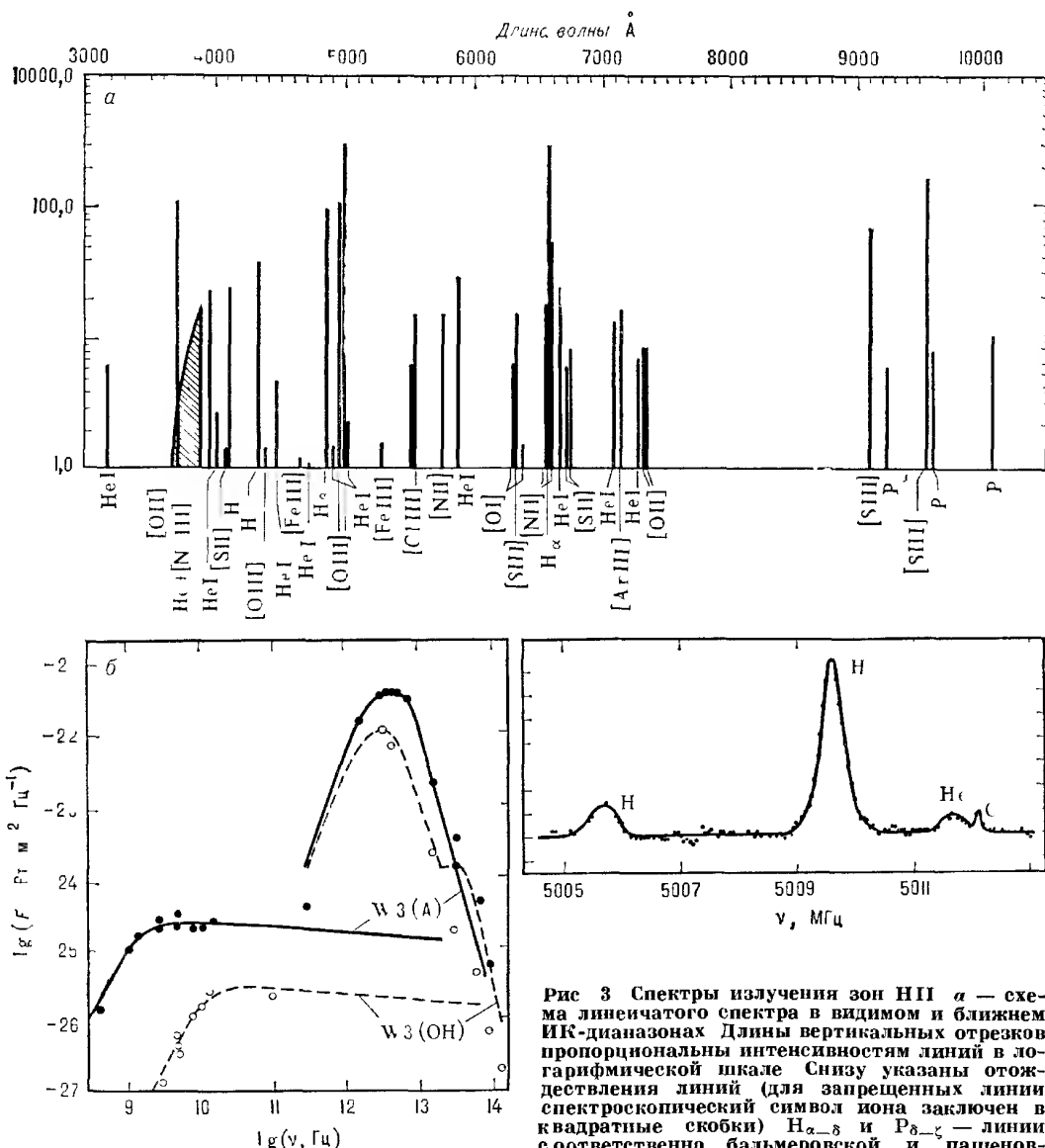


Рис. 3. Спектры излучения зон Н II. а — схема линейчатого спектра в видимом и ближнем ИК-диапазонах. Длины вертикальных отрезков пропорциональны интенсивностям линий в логарифмической шкале. Снизу указаны отождествления линий (для запрещенных линий спектроскопический символ иона заключен в квадратные скобки). Н $\alpha_{\delta-\delta}$ и Р $\delta_{\delta-\zeta}$ — линии соответственно бальмеровской и пашеновской серий водорода, о — радио- и ИК спектроскопический символ иона заключен в квадратные скобки). Н $\alpha_{\delta-\delta}$ и Р $\delta_{\delta-\zeta}$ — линии соответственно бальмеровской и пашеновской серий водорода, о — радио- и ИК спектроскопический символ иона заключен в квадратные скобки).

ры двух компонентов далекой зоны Н II — радиоисточника W3. Радиоизлучение со спадом на низких частотах («завалом») обусловлено тормозным излучением нагретого газа зоны Н II, ИК пик — излучением пыли, о — рекомбинационные радиолнии водорода (Н) гелия (He) и углерода (C) в спектре туманности NGC 1795.

Поэтому ионизация элементов не подчиняется Саха формуле и рассчитывается на основе уравнений ионизационного равновесия, т. е. путем учета всех элементарных атомных (ионных) процессов, увеличивающих и уменьшающих концентрацию каждого типа атомов или ионов (гл. обр. радиац. рекомбинации и фотоионизации).

Различают 3 Н II, ограниченные веществом, когда ионизовано все облако газа и часть фотонов, способных ионизовать водород и др. элементы, выходят за его пределы, и 3 Н II, ограниченные излучением, когда их размеры определяются мощностью УФ излучения центра звезды (т. е. мощности излучения не хватает, чтобы ионизо-

вать всё облако). З. НII, ограниченное веществом, часто имеют размытые границы из-за медленного уменьшения плотности газа с удалением от центр. звёзд. К такому типу относятся значит. часть гигантских З. НII и многие планетарные туманности. Диффузные З. НII умеренных размеров обычно ограничены излучением. В этом случае граница между нейтральным и ионизованным водородом очень тонкая: её толщина близка к $0,1/N_e$ (пк) (N_e — концентрация электронов), что в сотни раз меньше размеров туманности. Радиус R стационарных З. НII, ограниченных излучением, определяется равенством числа N_{Lc} фотонов с $\lambda < 912 \text{ \AA}$, испускаемых центр. звездой (звёздами) за единицу времени, числу рекомбинаций водорода за единицу времени на все уровни выше первого во всём объёме туманности:

$$\frac{4}{3}\pi R^3(\alpha_{\text{полн}} - \alpha_1)N_e N_p = N_{Lc}. \quad (1)$$

Здесь $(\alpha_{\text{полн}} - \alpha_1)$ — коэф. спонтанной радиац. рекомбинации на уровни выше первого, N_p — концентрация протонов ($N_p \approx N_e \approx N$). Рекомбинация на первый уровень приводит к испусканию нового фотона с $\lambda < 912 \text{ \AA}$, к-рый поглощается внутри туманности, ограниченной излучением, вызывая ионизацию другого атома водорода, т. е. не изменяет числа ионизованных атомов по туманности в целом. Поэтому рекомбинации на первый уровень исключаются из ф-лы (1).

Второй по обилию элемент — гелий ионизуется фотонами с $\lambda < 504 \text{ \AA}$. Таких фотонов меньше, поэтому зоны ионизованного гелия (зоны HeII) обычно составляют лишь часть З. НII. Граница зоны HeII также очень резкая. Другие, менее обильные элементы не образуют столь резко разграниченных зон ионизации.

Излучение. При рекомбинации водорода в большинстве случаев образуются атомы в возбуждённом состоянии (см. *Уровни энергии*). Далее происходят спонтанные (самопроизвольные) переходы вниз (в состояния с меньшей энергией). Плотности и темп-ры газа в З. НII и большинстве др. туманностей, ионизованных излучением, столь малы, что ср. время между соударениями атомов водорода с электронами и др. частицами много больше,

чем время, за к-рое происходят спонтанные переходы. Поэтому соударения не влияют на свечение водорода. Исключение составляет лишь случай излучения в радиолиниях, соответствующих переходам между уровнями с номерами $n \geq 30-70$.

Для линий всех спектральных серий, кроме лаймановской и самых длинноволновых радиолиний, З. НII прозрачны, поэтому фотоны свободно покидают туманность. Для линий *Лаймана серии*, особенно для L_{α} , важно многократное резонансное рассеяние атомами водорода, увеличивающее время выхода фотона из зоны НII и приводящее в конце концов к гибели фотонов в туманности, гл. обр. из-за поглощения пылинками. Пыль нагревается и переизлучает поглощённую энергию в ИК-диапазоне.

Для вычисления интенсивности линий надо знать населённости уровней энергии атомов. Распределение атомов водорода и др. элементов по энергетич. уровням в З. НII оказывается далёким от *Больцмана распределения* и рассчитывается на основании детального баланса атомных процессов, изменяющих населённости уровней. При рекомбинац. механизме заселения уровней отношения интенсивностей спектр. линий водорода (*бальмеровский декремент*) слабо зависят от плотности и темп-ры, так что эти отношения оказываются практически одинаковыми для всех З. НII. Селективное поглощение света межзвёздной пылью искажает наблюдаемый бальмеровский декремент. Сравнение наблюдаемого и рассчитанного бальмеровского декремента позволяет находить величину *межзвёздного поглощения* света на пути от З. НII. По наблюдаемым интенсивностям линий I можно найти ср. плотность газа в туманности.

Свечение кислорода, азота, серы и других т. н. тяжёлых элементов происходит в основном в запрещённых линиях различных ионов этих элементов. В отличие от водорода атомы и ионы наиболее обильных в космосе тяжёлых элементов имеют метастабильные уровни, расположенные выше осн. уровня всего на неск. сотых долей эВ или на неск. эВ. При темп-ре З. НII $\sim 10^4 \text{ K}$ значит. доля электронов способна возбуждать такие уровни (для водорода первый возбуждённый уровень удалён от основного на 10,2 эВ, и поэтому в зонах НII практически нет электронов,

способных возбуждать водород). Т. о., у тяжёлых элементов излучение возникает за счёт возбуждения близких к основному метастабильных уровней ударами электронов. Этот процесс протекает много быстрее рекомбинаций, поэтому, несмотря на малое содержание тяжёлых элементов, интенсивности линий этих элементов оказываются сравнимыми с интенсивностью линий водорода.

Атом (ион) может переходить из возбуждённого состояния на более низкий уровень не только при излучении фотона, но и при деактивации электронным ударом — столкновении с электроном, отнимающим энергию у возбуждённого атома (иона). Частота столкновений с электронами пропорциональна концентрации электронов N_e . При нек-рой концентрации N_{cr} скорость деактивации электронами и скорость спонтанных радиац. переходов становятся равными. Для запрещённых переходов спонтанное излучение происходит медленно и $N_{cr} \approx 10^2 - 10^8 \text{ см}^{-3}$, для разрешённых переходов N_{cr} обычно много больше. При $N_e \gg N_{cr}$ почти после каждого возбуждения происходит деактивация, поэтому в плотных средах, напр. в лабораторной плазме, запрещённые линии очень слабы. В З. НII обычно $N_e \ll N_{cr}$ и соударения возбуждённых атомов (ионов) с электронами происходят настолько редко, что до деактивации ударом успевают испуститься фотоны в запрещённой линии (хотя для этого необходимо время от неск. секунд до неск. часов). В этом случае запрещённые линии видны наравне с разрешёнными. Однако для ряда линий $N_{cr} \lesssim N_e$. Отношение интенсивностей таких линий сильно зависит от N_e и позволяет определять N_e из наблюдений. Кроме того, по отношениям интенсивностей линий удаётся находить температуру и химич. состав газа в туманности.

Непрерывный спектр в оптич. и прилегающих к нему диапазонах формируется за счёт трёх процессов: рекомбинац. излучения, тормозного излучения и двухфотонного излучения (рис. 4).

Рекомбинац. излучение испытывает скачки на границах серий атомов водорода (со стороны меньших длин волн интенсивность излучения больше).

Непрерывное радиоизлучение З. НII и др. туманностей, ионизованных излучением, возникает за счёт тормозного механизма.

Двухфотонное излучение связано с тем, что у атома водорода имеется метастабильный уровень $2s$. Этот уровень опустошается путём испускания не одного, а сразу двух фотонов с переходом атома на осн. уровень $1s$. Суммарная энергия этих двух фотонов (с частотами ν_1 и ν_2) равна разности энергий

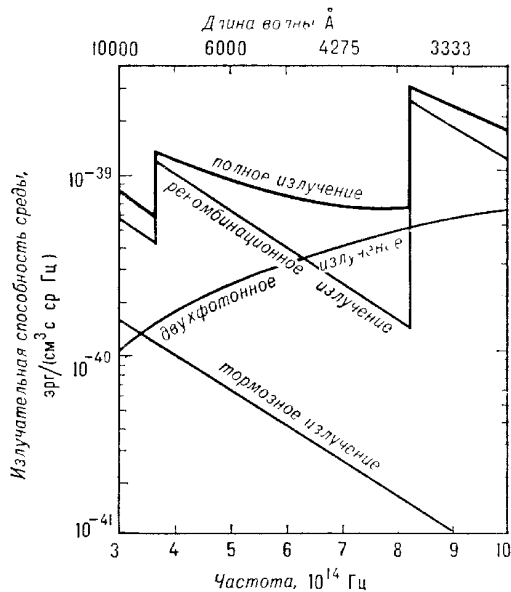


Рис. 4. Непрерывный спектр зон НII низкой плотности. Показаны бальмеровский и пашеновский скачки и вклады различных механизмов излучения в непрерывный спектр.

между уровнями $2s$ и $1s$: $h\nu_1 + h\nu_2 = \Delta\epsilon_{1,2}$. Каждый фотон может иметь любую энергию от 0 до $\Delta\epsilon_{1,2}$, поэтому спектр излучения в диапазоне $\lambda > \lambda_{\text{паш}} = hc/\Delta\epsilon_{1,2} = 1216 \text{ Å}$ непрерывен. При малых N_e двухфотонные переходы обеспечивают в отдельных участках непрерывного спектра до 70% интенсивности излучения туманностей. При $N_e \gtrsim 10^4 \text{ см}^{-3}$ роль двухфотонных переходов убывает, т. к. становится существенным конкурирующий с ними процесс снятия возбуждения с уровня $2s$ — переходы под действием электронных ударов на уровень $2p$ с последующим испусканием фотона в линии L_{α} .

Нагрев и охлаждение. В З. НII газ нагревается УФ-излучением. Если χ — энергия, необходимая для отрыва электрона от атома, то на нагревание среды расходуется часть

энергии фотона $h\nu$, равная $\mathcal{E} - h\nu - \chi$. Такую кинетич. энергию приобретает оторванный при фотоионизации электрон. При соударениях этого быстрого электрона с др. частицами энергия $\mathcal{E}$ распределяется между всеми частицами среды, т. е. происходит нагрев газа.

Частота столкновений частиц в туманностях, ионизованных излучением, достаточна для того, чтобы успевало

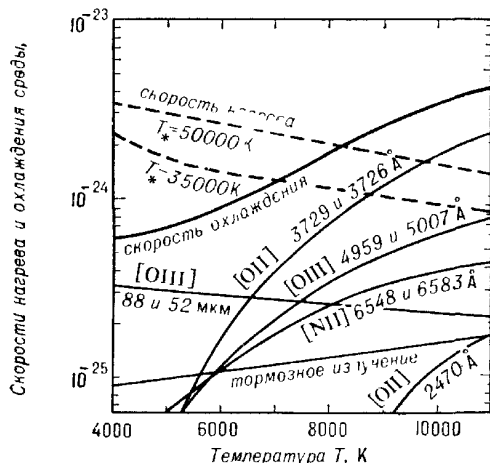


Рис. 5. Зависимость от температуры газа скорости нагрева (штриховые линии для двух звезд с разными температурами T_*) и скорости охлаждения единицы объема зоны НII (эрг·см³/с). Верхняя сплошная линия — полная скорость охлаждения; линии под ней — вклады различных спектральных линий в охлаждение. Пересечение линий, показывающих скорость нагрева и охлаждения, даёт равновесную темп-ру газа.

установиться *Максвелла распределение* частиц по скоростям с темп-рой, примерно одинаковой для всех сортов частиц (электронов, ионов, атомов), кроме пылинок. Поэтому в отличие от туманностей, созданных ударными волнами, в этом случае можно говорить о темп-ре всего газа. Пыль имеет более низкую темп-ру, чем газ. В З. НII пыль нагревается, поглощая гл. обр. УФ-излучение звезды и излучение туманности в линиях серии Лаймана, и остывает за счёт испускания ИК-излучения с непрерывным спектром, близким к планковскому. Излучение пыли обычно играет малую роль в охлаждении зон НII.

Охлаждение З. НII происходит гл. обр. за счёт излучения энергии в запрещённых линиях тяжёлых элементов (рис. 5). Электроны затрачивают

имеющуюся у них тепловую энергию на возбуждение метастабильных уровней. Если в результате возбуждения испускается фотон, уходящий из туманности, происходит потеря энергии — вещество туманности охлаждается. Большую роль в охлаждении играет возбуждение ударами электронов уровней, переходы с к-рых дают ИК-линии тяжёлых элементов (прежде всего линии иона кислорода OIII). Кроме того, нек-рый вклад в охлаждение вносит излучение фотонов непрерывного спектра при рекомбинациях и при тормозном излучении. Темп-ра стационарных туманностей определяется балансом энергии в каждой точке.

Формирование структуры З. НII. Мелкомасштабные неоднородности в З. НII связаны с *турбулентностью* газа, а также с различными гидродинамич. и магнитогидродинамич. процессами. В частности, в диффузных З. НII и молодых планетарных туманностях центр. звёзды обладают значит. *звёздным ветром*, к-рый, взаимодействуя с газом туманности, приводит к формированию мелких неоднородностей, хорошо заметных на фотографиях близких планетарных туманностей.

О формировании крупномасштабной структуры З. НII см. ниже.

4. Эволюция зон НII

Зоны НII возникают вокруг рождающихся горячих массивных звёзд. Звёзды рождаются в плотных газопылевых комплексах (см. *Звездообразование*) и вначале окружены падающим на рождающуюся звезду (протозвезду) сравнительно плотным газом, окружённым пылевым слоем. Когда протозвезда разогревается до темп-ры, при к-рой она своим излучением может ионизовать водород, образуется компактная З. НII, невидимая в оптич. лучах из-за поглощения света пылью. Большую часть энергии запылённые З. НII излучают в ИК-диапазоне. Компактные запылённые З. НII видны как квазиточечные источники ИК-излучения или как ИК-звёзды. Таковы, напр., объекты Беклина—Нейгебауэра и Клейнмана — Лоу в туманности Ориона.

Постепенно оболочки пылинок разрушаются светом звезды. Пыль и увлекаемый ею газ разбрасываются давлением излучения. Размеры З. НII увеличиваются. Часто звёзды рождаются

вблизи краёв плотных молекулярных облаков. Когда граница компактной З. НII достигает края молекулярного облака, нагретое плотное вещество З. НII начинает «фонтанировать» в более разреженную среду за границей облака. Такая стадия эволюции получила назв. «фаза шампанского».

Со временем молодая горячая звезда либо разбрасывает плотный пылевой слой вокруг себя, либо (при движении относительно газа) выходит в менее плотную среду. После этого за неск. тысяч лет вокруг звезды развивается диффузная З. НII размером 1—10 пк. Вначале З. НII нестационарна — по веществу очень быстро бежит волна ионизации (ионизац. фронт).

Постепенно количество рекомбинаций внутри З. НII за ед. времени приближается к N_{Lc} (см. ф-лу 1) и З. НII становится стационарной. Давление нагретого газа внутри З. НII превосходит давление более холодного газа вне её, поэтому З. НII продолжает расширяться. Возникает ударная волна, движущаяся по нейтральному газу со скоростью в неск. десятков км/с и уплотняющая нейтральный газ перед границей З. НII. Расширяясь, З. НII медленно «поедает» этот плотный газ.

Когда на пути ионизац. фронта встречается уплотнение, он распространяется по плотному газу медленнее, огибая уплотнение. Так, внутри З. НII остаются неионизованными наиболее плотные участки вещества — глобулы. На границе уплотнения ионизован газ высокой плотности. Он ярко светится (в нём большая мера эмиссии), создавая яркие ободки (римы) как вокруг гло-

бул, так и на внеш. границах развитых З. НII, ограниченных излучением.

Вещество, экранированное глобулой от прямого воздействия УФ-излучения звезды, ионизуется и нагревается только фотонами, возникающими при рекомбинациях на первый уровень атомов водорода в осн. части З. НII. Газ в таких местах оказывается холоднее, плотнее и темнее, чем в остальной части туманности, — образуются т. н. слоновые хоботы. Плотный холодный газ глобулы обжимается веществом З. НII. Дополнительное давление облегчает образование звезды в глобуле. В результате через неск. млн. лет, когда З. НII уже исчезает, в глобуле появляется звезда, обычно маломассивная и способная создать вокруг себя только отражательную туманность. Она освещает остатки газа глобулы и «слоновое хобота», создавая кометарную туманность.

Горячие массивные звёзды имеют короткое время жизни. После того как они перестают светить, на нек-рое время остаётся т. н. реликтовая З. НII, без источника ионизации. За время порядка $10^5/N_e$ (лет) вещество З. НII рекомбинирует и реликтовая З. НII исчезает.

Продолжительность жизни наиболее крупных диффузных З. НII не превосходит 10^6 лет. З. НII меньших размеров существуют несколько дольше.

Лит.: Аллер Л., Атомы, звезды и туманности, пер. с англ., М., 1976; Бок Б., Бок П., Млечный Путь, пер. с англ., М., 1978; Пикельнер С. Б., Физика межзвездной среды, М., 1959; Соболев В. В., Курс теоретической астрофизики, 2 изд., М., 1975; На переднем крае астрофизики, пер. с англ., М., 1979, гл. 7; см. также лит. при ст. *Межзвёздный газ*. И. Г. Бочкарёв



ИЗГИБНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ, магнитодрейфовое излучение (англ. *curvature*), — возникает при движении заряженных частиц вдоль искривлённых силовых линий магн. поля. Конечно, заряженная частица не может двигаться точно вдоль искривлённой магнитной силовой линии, т. к. в этом случае *Лоренца сила*, действующая на частицу, обращается в нуль. В действительности у частицы наряду со скоростью вдоль магн. поля появляется дрейфовый компонент скорости, перпендикулярный магн. полю. Этот компонент скорости и обеспечивает появление силы Лоренца, искривляющей траекторию частицы в соответствии с формой силовой линии. Чем больше напряжённость магн. поля и чем меньше энергия частицы, тем точнее траектория частицы совпадает с формой силовой линии.

И. и. ультрарелятивистских частиц (см. *Релятивистские частицы*) имеет очень много общего с *синхротронным излучением* и отличается от него лишь тем, что в случае изгибного излучения радиус кривизны траектории частицы R_c определяется геометрией магн. поля и не зависит от энергии частицы, а в случае синхротронного излучения величина R_c увеличивается пропорционально энергии частицы. Вследствие этого характеристическая частота и мощность И. и. с увеличением энергии частицы растут быстрее, чем при синхротронном излучении.

И. и. играет, по-видимому, большую роль при генерации наблюдаемого излучения *пульсаров*. Действительно, в сверхсильных магн. полях пульсаров (нейтронных звёзд), достигающих $\sim 10^{12}$ — 10^{13} Гс, заряженные частицы очень быстро расходят на излучение энергию, связанную с перпендикулярным к магн. полю компонентом их скорости, и движутся практически вдоль магн. силовых линий. Существование сильных электрич. полей, индуцируемых вблизи поверхности магн. нейтронной звезды при её вращении, приво-

дит к тому, что движение частиц в магнитосферах пульсаров происходит с ультрарелятивистскими скоростями. Энергии частиц столь велики, а радиусы кривизны магн. силовых линий в магнитосфере пульсаров столь малы, что мощность И. и. истекающих из пульсаров частиц достаточна для объяснения рентгеновского и гамма-излучения пульсаров. Оптическое и радиоизлучение пульсаров можно объяснить И. и. лишь в том случае, если оно явл. когерентным, т. е. испускается сгустками заряженных частиц размерами меньше длины волны генерируемого ими излучения. Возможно также, что когерентный механизм И. и. ответствен за генерацию переменного радиоизлучения *квазаров* и активных ядер галактик.

В. В. Усов.

ИЗОБАРЫ — разновидности атомов или атомных ядер (*нуклидов*), отличающиеся числом протонов, т. е. зарядом ядра (порядковым номером элемента в таблице Менделеева), при одинаковом *массовом числе*. При наличии двух соседних И. с зарядами, отличающимися на единицу, одна из них часто оказывается неустойчивой относительно перехода в другую. Напр., ^3T и ^3He явл. И., ядро ^3T распадается: $^3\text{T} \rightarrow ^3\text{He} + e^- + \bar{\nu}$. Однако, начиная с середины таблицы Менделеева, встречаются стабильные И., между которыми находятся радиоактивные И. (напр., $^{40}_{20}\text{Ca}$ и $^{40}_{18}\text{Ar}$ — стабильны, а $^{40}_{19}\text{K}$ — радиоактивен). При *бета-процессах* сохраняется массовое число, т. е. происходит переход между различными И. Таким путём образуются хим. элементы в процессах синтеза атомных ядер, изучаемых *ядерной астрофизикой*.

ИЗОТОПЫ — разновидности одного и того же элемента, отличающиеся массой ядер (*массовым числом* A) при одинаковом атомном номере (заряде ядра). Атомные ядра И. данного элемента содержат одинаковое число протонов при различном числе нейтронов. В ядерной астрофизике рассматриваются процессы

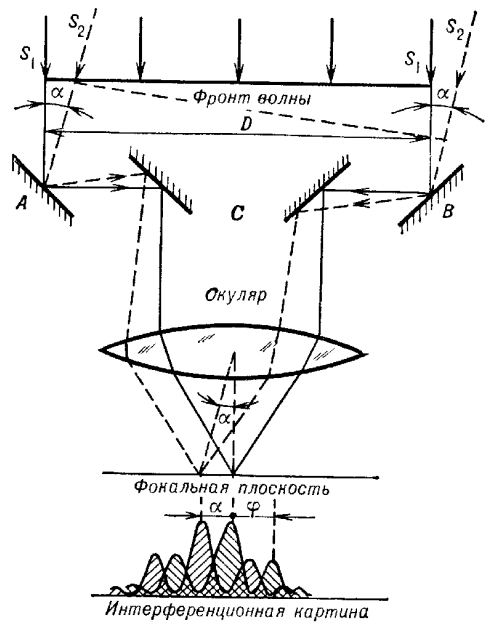
нейтронного захвата, к-рые приводят к образованию И. данного элемента с последовательно возрастающим числом A до тех пор, пока не получится И., неустойчивый по отношению к бета-процессам. Последний приводит к образованию одного из изотопов следующего (по атомному номеру) элемента. Общее число стабильных изотопов ≈ 300 . Общее число известных в настоящее время изотопов, включая нестабильные, ≈ 1500 . Примеры: изотопы водорода ^1H , ^2D (тяжёлый водород, дейтерий), ^3T (тритий — нестабилен, период полураспада $T_{1/2} = 12,4$ года); изотопы гелия ^3He , ^4He (наиболее распространённый), ^6He (нестабилен, $T_{1/2} = 0,8$ с), ^8He (нестабилен, $T_{1/2} = 0,122$ с).

ИНТЕРФЕРОМЕТР ЗВЁЗДНЫЙ — см. *Интерферометрия*.

ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ — метод исследования, основанный на явлении интерференции (сложения) волн. Пространственная И. применяется в астрономии для исследования тонкой структуры космических источников излучения.

Применяемые в И. измерительные приборы, принцип действия к-рых основан на интерференции волн, наз. **интерферометрами**. В пространственном двухлучевом интерферометре (рис.) интерферируют эл.-магн. волны, приходящие от космич. источника излучения, напр. звезды, к зеркалам прибора A и B , разнесённым в пространстве. Зеркала направляют излучение звезды в устройство C (в телескоп), где пучки света интерферируют, т. е. усиливают или ослабляют друг друга в зависимости от разности фаз между ними. Разность фаз определяется разницей оптических путей (или времени прихода) интерферирующих пучков света. В двухлучевом интерферометре оптические пути для обоих пучков света регулируют так, чтобы они были примерно одинаковыми.

От звезды — очень удалённого точечного источника — к Земле приходит параллельный пучок света, его волновой фронт (т. е. поверхность, на к-рой фаза волны одинакова) плоский и перпендикулярен к направлению на источник. В этих условиях разность оптич. путей S_1AC и S_1BC (и разность фаз) в центре картины равна нулю и возникает чёткая интерференционная



Принципиальная схема двухлучевого интерферометра: A и B — зеркала, C — устройство (телескоп), осуществляющее интерференцию волн. Внизу показано распределение интенсивности излучения в интерференционной картине от двух источников S_1 и S_2 .

картина — система тёмных и светлых полос. Угловое расстояние φ между соседними максимумами интенсивности в интерференц. картине от источника (звезды) равно λ/D , где D — расстояние между центрами зеркал A и B (его наз. базой интерферометра). Величину базы можно изменять. Если рядом с S_1 расположен второй источник S_2 , находящийся на малом угловом расстоянии α от него, то волновой фронт от S_2 будет наклонён к волновому фронту от S_1 на этот же угол. Поэтому к зеркалу A свет придёт от S_2 с задержкой на αD по сравнению с зеркалом B . При $\alpha D = \lambda/2$ интерференц. максимумы в системе полос от источника S_1 совпадут с положением минимумов от источника S_2 , в результате интерференц. картина окажется размытой, неконтрастной. Контраст (или видимость V) определяется ф-лой:

$$V = (I_{\text{макс}} - I_{\text{мин}}) / (I_{\text{макс}} + I_{\text{мин}}),$$

где $I_{\text{макс}}$ и $I_{\text{мин}}$ — соответственно наибольшая и наименьшая интенсивность света в интерференционной картине. Наименьший контраст полос отвечает условию: $\alpha = \varphi/2 = \lambda/2D$. Изме-

рив D и зная λ , можно определить таким методом угловое расстояние α между тесной парой звёзд. Метод применим и для определения углового размера одной звезды, поскольку противоположные края её диска можно рассматривать как два близких источника излучения. При малых базисах интерференц. полосы от одной звезды будут контрастными ($V \approx 1$), но с увеличением D видность будет уменьшаться и полосы исчезнут совсем при $D = 1,22 \lambda / \beta$, где β — угловой диаметр звезды. Следовательно, $\beta = 1,22 \lambda / D$.

Разрешающая способность двухлучевого интерферометра $\sim \lambda / D$, и чем больше база, тем она лучше. При $D = 6$ м и $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ (зелёный свет) разрешающая способность $\alpha \approx 0,01''$. Осн. трудности при практич. реализации метода пространственной И. связаны с искажающим влиянием на волновой фронт неоднородностей земной атмосферы. Атмосфера ослабляет контраст полос и вызывает их дрожание, так что измерить видность V непросто. До появления фотоэлектрич. приёмников света наблюдатели, выбирая моменты улучшения контраста картины, визуально оценивали видность, а также вручную осуществляли компенсацию сильных фазовых сдвигов, возникающих на длинных базисах. С 1970 г. стали применять различные фотоэлектрич. устройства для автоматич. измерения контраста полос. Они не накапливают свет, а регистрируют картину полос с короткой экспозицией ($\sim 10^{-2}$ с). Для анализа интерференц. картины и получения данных о размере и структуре источника используют большое число таких «мгновенных» распределений интенсивности светового потока; обработка их ведётся статистич. методами с использованием ЭВМ.

Проницающая сила интерферометра ограничена квантовой природой света (малым числом фотонов, приходящих от слабых источников) и зависит от степени атмосферных искажений волнового фронта. Участки волнового фронта размером 5–10 см можно считать плоскими (этот размер наз. радиусом когерентности r_0), но такие участки не согласованы друг с другом по фазе. Каждый такой участок даёт как бы свою независимую систему полос, и на апертуру (действующее входное отверстие) прибора диаметром r будет поступать $N = (r/r_0)^2$ независимых сигналов. Чис-

ло чувствительных элементов (элементов разрешения) в приёмнике света должно быть не меньше N . Если каждый элемент за время экспозиции регистрирует δ фотонов, то отношение полезного сигнала к шуму будет $\delta \sqrt{kN}$, где k — число обработанных изображений (см. также *Радиотелескоп*, *Радиоинтерферометр*). Параметр δ пропорционален r_0^2 и обратно пропорционален ширине спектр. полосы пропускания прибора. Выбор ширины полосы определяется величиной атмосферных флуктуаций разности хода (чем больше база, тем сильней флуктуации и уже должна быть полоса пропускания). Оценки показывают, что наземный интерферометр с апертурой диаметром в неск. м может иметь проникающую силу не более 15–18^m, в то время как на прямых фотографиях, полученных при помощи крупных телескопов, регистрируются звёзды до 25^m. С другой стороны, разрешающая способность оптич. наземных телескопов обычно не выше 1'', а оптич. интерферометры с базой ≈ 6 м дают разрешение $\sim 0,01''$, несмотря на то что они работают сквозь турбулентную атмосферу. В отличие от радиоинтерферометров, в интерферометрах оптич. диапазона не удаётся восстановить полностью изображение источника излучения. Пока по видности полос определяются только некоторые характеристики объектов: угловой диаметр, степень потемнения ярких звёзд к краю, двойственность звёзд. В дальнейшем, вероятно, этот недостаток И. удастся преодолеть с помощью новых методов анализа информации.

Принцип звёздного интерферометра был предложен франц. физиком И. Физо (1868 г.) и реализован А. Майкельсоном (США, 1893 г.). В 1920 г. Майкельсон и Ф. Пиз (США) впервые измерили угловой диаметр звезды — красного сверхгиганта Бетельгейзе (радиус $\approx 850 R_\odot$), а затем диаметры ряда др. звёзд, используя перископич. интерферометр (теперь этот прибор наз. интерферометром Майкельсона) с базой 6 м, на телескопе диаметром 2,5 м обсерватории Маунт-Вилсон. Кроме интерферометра Майкельсона существуют астрономич. интерферометры иных типов. Среди них наибольшее распространение получили спекл-интерферометры (см. *Спекл-интерферометрия*), производящие двумерный анализ структуры изо-

бражения. Эти приборы используют интерференцию света, собираемого телескопом, поэтому их база D не превышает диаметра зеркала телескопа, что и ограничивает их разрешающую способность. Для значит. увеличения базы необходимо получать интерференц. картину от отдельных оптич. элементов, напр. независимых телескопов (А. Лабейри, 1976—78 гг., Франция). Наибольшие трудности при этом сопряжены с уравниванием разности хода между пучками света: разность не должна превосходить неск. длин волн, чтобы интерференц. полосы в белом свете были контрастными. Приходится компенсировать систематич. изменение разности хода, обусловленное вращением Земли и случайными причинами атмосферного и инструментального происхождения, с помощью регулируемых оптич. задержек или плавного перемещения самих телескопов по рельсам. Перспективность таких приборов была продемонстрирована на установке из двух 25-см телескопов, разнесённых на расстояние до 20 м (обсерватория СЕРГА во Франции). При визуальном наблюдении интерференц. полос удалось измерить угловые диаметры компонентов двойной звезды Капеллы. Диаметры оказались равными $0,005''$ и $0,004''$ при расстоянии между звёздами ок. $0,05''$.

Наряду с обычными, классич. пространственными интерферометрами, где происходит сложение самих световых колебаний, предложены т. н. интерферометры интенсивностей. Их работа основана на определении согласованности (корреляции) флуктуаций световых потоков, регистрируемых отдельными телескопами (Р. Хенбери-Браун и Р. Твисс, Австралия, 1967 г.). При длине базы до 200 м разрешение интерферометра, действовавшего в Наррабрай (Австралия), составляло ок. $0,001''$, но его проникающая сила была очень низка ($2,5^m$). При помощи интерферометра интенсивностей уже измерены диаметры 32 горячих звёзд.

Вывод интерферометров за пределы атмосферы резко увеличил бы возможности И. С их помощью можно было бы получать: оптич. изображения галактик и квазаров с разрешением в сотые и тысячные доли угловой секунды, повысить на неск. порядков точность измерений взаимных угловых расстояний звёзд, осуществить измерение ма-

лых параллаксов звёзд и попытаться обнаружить около них планеты. Осн. технич. трудность на этом пути — создание системы высокоточной ориентации спутников в пространстве при высокой стабильности самого спутника. Проекты космич. интерферометров уже существуют.

Лит.: Борн М., Вольф Э., Основы оптики, пер. с англ., М., 1970, Токовинин А. А., Щеглов П. В., Проблема достижения высокого разрешения в наземной оптической астрономии, «УФН», 1979, т. 129, в. 4, с. 645—70; Оптические телескопы будущего, пер. с англ., М., 1981; Оптические и инфракрасные телескопы 90-х гг., пер. с англ., М., 1983. А. А. Токовинин.

ИНФРАКРАСНАЯ АСТРОНОМИЯ

Содержание:

1. Введение	281
2. Источники космического инфракрасного излучения	282
3. Приемники инфракрасного излучения	282
4. Результаты астрономических наблюдений в инфракрасной области спектра	285

1. Введение

Инфракрасная астрономия — раздел астрономии, посвященный исследованиям космич. тел по их излучению в области длин волн от $0,8$ мкм (красная граница видимой области) до 1 мм (условная граница раздела с радиодиапазоном). В ИК-область спектра попадает максимум интенсивности теплового излучения относительно холодных объектов с темп-рой от $2—3$ тыс. К до 3 К: звёзд поздних спектр. классов и окружающих их пылевых оболочек; звёзд на начальных стадиях звездообразования, погружённых в протозвёздные газово-пылевые облака; межзвёздных пыли и газа, а также планет и малых тел Солнечной системы. В длинноволновом участке ИК-области, называемом субмиллиметровым диапазоном, содержится осн. часть энергии реликтового излучения, возникшего на ранней стадии расширения Вселенной. Как и в др. спектр. диапазонах, в ИК-области наблюдаются нетепловые источники космич. излучения (где излучают гл. обр. релятивистские электроны).

Хотя нек-рые наблюдения в ближней ИК-области проводились и раньше (напр., англ. астроном У. Гершель в начале 19 в. исследовал ИК-спектр Солнца при помощи призмы и термометра), И. а. сформировалась к концу 60-х гг. 20 в., когда Дж. Нейгебауэр

и Р. Лейтон (США, 1969 г.) выполнили обзор северного неба на волне 2,2 мкм. Был выявлен целый класс объектов, обладающих в ИК-диапазоне «инфракрасным избытком» — излучением, намного большим, чем ожидалось из экстраполяции видимой части звёздных спектров. Исследования на волнах длиннее 4 мкм стали возможными начиная с 60-х гг. благодаря применению охлаждаемого гелием германиевого болометра, разработанного Ф. Лоу (США, 1961 г.).

2. Источники космического инфракрасного излучения

Осн. механизм генерации галактич. ИК-излучения — тепловой, а главная излучающая субстанция — межзвёздная или околозвёздная пыль. Интенсивность излучения пылинки радиусом a описывается ф-лой:

$$B(T, \nu) \cdot 4\pi a^2 \cdot Q(a, \nu), \quad (1)$$

где $B(T, \nu)$ — спектр. плотность излучения ед. площади поверхности пылинки при темп-ре T , даваемая ф-лой Планка (см. Планка закон излучения), $4\pi a^2$ — площадь излучающей поверхности пылинки, $Q(a, \nu) \leq 1$ — фактор эффективности, учитывающий дифракцию излучения на частицах пыли и оптич. св-ва вещества пыли.

Полное излучение пыли, проинтегрированное по спектру, пропорционально не T^4 , как в случае чёрного тела, а $\sim T^5$ [вследствие влияния фактора $Q = 2\pi a/\lambda = 2\pi a\nu/c$ в ф-ле (1)]. Нагрев пыли чаще всего производится УФ- и оптич. излучением близких звёзд. Темп-ра, определяемая условием равенства нагрева и охлаждения, т. е. ур-нием теплового баланса, зависит от соотношения величин поглощённого УФ- и оптич. излучения и испущенного собственного ИК-излучения. Ясно, напр., что увеличению поглощательной способности пыли (равной, по закону Кирхгофа, её излучательной способности на той же волне) в УФ- и оптич. диапазонах и (или) уменьшению её в ИК-области соответствует увеличение темп-ры пыли, и наоборот. Излучательные процессы преобладают в околозвёздных пылевых оболочках.

Вдали от горячих звёзд темп-ра пыли определяется нагревом не от отдельных звёзд, а от общего поля излучения звёзд Галактики. Холодные и плот-

ные газопылевые облака, в к-рых ещё не образовались звёзды, нагреваются во внеш. слоях общим полем УФ- и оптич. излучения звёзд, а в центральных частях — более проникающим рентг. излучением и космическими лучами, взаимодействующими с газом и пылью. Нагрев таких облаков частично может быть обусловлен выделением гравитационной энергии при их сжатии, а охлаждение пыли во внеш. слоях происходит не только за счёт её длинноволнового (субмиллиметрового) ИК-излучения, но и за счёт передачи кинетич. энергии молекулам газа при столкновениях их с частицами пыли.

Помимо излучения пыли наблюдается линейчатое излучение газа, обусловленное тонкой структурой уровней энергии атомов [CI на волне $\lambda = 157$ мкм, OI (63 мкм), OIII (88 мкм), NeII (12,8 мкм) и др.] и переходами между вращательно-колебательными и чисто вращательными уровнями энергии молекул (CO, NH₃, OH, SiO, H₂ и др.).

3. Приёмники инфракрасного излучения

Спектр. область ИК-излучения обычно подразделяют на ближнюю ИК-область (с λ от 0,8 до 5 мкм), среднюю, или промежуточную (5—35 мкм), и далёкую (до $\lambda \sim 1$ мм) ИК-область. Область $0,1 \text{ мм} \leq \lambda \leq 1 \text{ мм}$ часто наз. субмиллиметровой (СММ). В соответствии с «окнами прозрачности» атмосферы (рис. 1) фотометрия ИК-излучения использует несколько фотометрич. полос, границы к-рых приведены в табл. 1.

В табл. 1 не включены окна прозрачности с $\lambda \approx 34$ мкм, 350 мкм, 460 мкм, а также ещё более длинноволновые, сменяющиеся при переходе к радиодиапазону практически сплошным пропусканием.

Т а б л. 1. — Система ИК-фотометрических полос

Фотометрическая полоса	Границы полосы, мкм		Эффективная длина волны λ_0 , мкм
	λ_1	λ_2	
H	1,45	1,8	1,63
K	1,9	2,5	2,22
L	3,05	4,1	3,6
M	4,5	5,5	5,0
N	7,9	13,2	10,6
Q	17	28	21

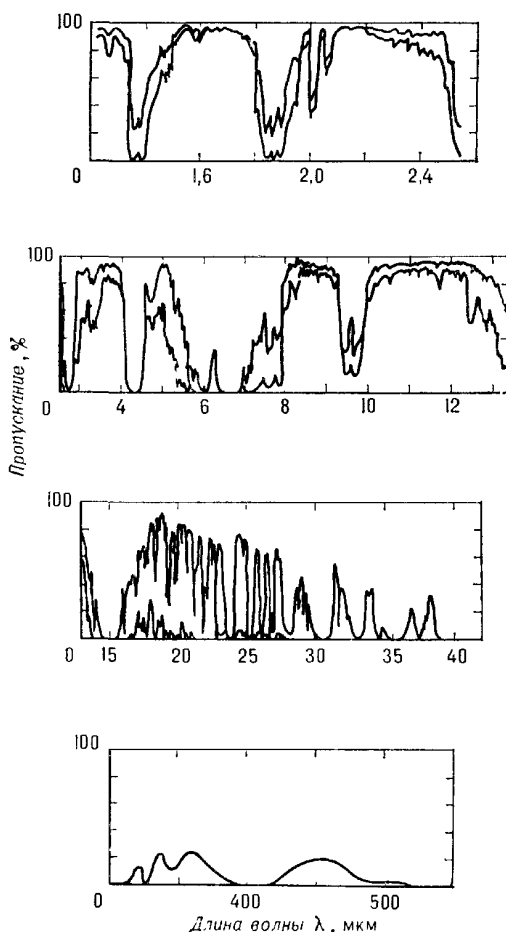


Рис. 1. Спектр пропускания атмосферы в ближней и средней инфракрасной области (1,2—40 мкм) на уровне моря (нижняя кривая на графиках) и на высоте 4000 м (верхняя кривая); в субмиллиметровом диапазоне (300—500 мкм) излучение до поверхности Земли не доходит.

В ближней и средней ИК-областях часто используются *звёздные величины*, к-рые связаны с потоками излучения ф-лой: $m_i = m_{0,i} - 2,5 \lg(S_i/S_{0,i})$. Потoki $S_{0,i}$, соответствующие звёздной величине $m_{0,i} = 0,0$, даны для разных фотометрич. полос в табл. 2.

Наземные наблюдения проводятся в окнах прозрачности атмосферы как с помощью обычных оптич. телескопов, так и спец. ИК-телескопов. Специализированные телескопы, обладающие, как правило, меньшим собств. излучением и снабжённые осциллирующим вторичным зеркалом, устанавливаются в высокогорных районах для уменьше-

ния поглощения и собств. фона атмосферы, а также его флуктуаций. Так, на вершине потухшего вулкана Мауна-Кеа (Гавайские острова) на высоте 4200 м над уровнем моря установлено четыре крупных спец. ИК-телескопа: франко-канадский с диаметром зеркала $D = 375$ см, английский ($D = 360$ см), телескоп Национального управления по авиации и освоению космич. пространства США — НАСА ($D = 300$ см) и 224-см телескоп Гавайского университета.

При астрономич. наблюдениях в ИК-диапазоне приходится учитывать наличие собственного излучения атмосферы и телескопа, часто гораздо более сильного, чем регистрируемое излучение источника. Для вычитания фоновое излучение обычно применяется метод пространственной модуляции, при к-ром регистрируемый сигнал пропорционален разности мощностей излучения в направлениях на наблюдаемый источник и на соседний участок неба. Устройство типичного астрономич. фотометра показано на рис. 2.

Для регистрации полезного сигнала на фоне шумов приёмника, фотонного шума и флуктуаций эмиссии атмосферы применяются радиометрич. методы (рис. 3): собранное телескопом излучение после модуляции поступает на ИК-приёмник, детектируется и преобразуется в переменное напряжение на частоте модуляции (сканирования), к-рое после усиления и синхронной демодуляции регистрируется либо в аналоговом виде, удобном для визуального контроля, либо в цифровом, удобном для последующей обработки на ЭВМ. Измерение потока излучения от исследуемого объекта заключается в регистрации разностей «источник — фон 1»

Табл. 2. — Значение потоков $S_{0,i}(\lambda)$ и $S_{0,i}(\nu)$, соответствующих $m_{0,i} = 0,0$

Фотометрическая полоса (i)	$\lambda_{0,i}$, мкм	$S_{0,i}(\lambda)$	$S_{0,i}(\nu)$
		Вт/(см ² · мкм)	Вт/(м ² · Гц)
K	2,22	$4,14 \cdot 10^{-14}$	$6,80 \cdot 10^{-24}$
L	3,6	$6,38 \cdot 10^{-15}$	$2,76 \cdot 10^{-24}$
M	5,0	$1,82 \cdot 10^{-16}$	$1,52 \cdot 10^{-25}$
N	10,6	$9,7 \cdot 10^{-17}$	$3,63 \cdot 10^{-26}$
Q	21	$6,5 \cdot 10^{-18}$	$9,56 \cdot 10^{-26}$
Z	34	$8,8 \cdot 10^{-19}$	$3,4 \cdot 10^{-26}$

(переменное напряжение вида I на рис. 3) и «фон II — источник» (переменное напряжение вида II). Вычитание первой разности из второй даёт удвоенный поток источника в инструментальных единицах (напр., в вольтах). Если сравнить его с зарегистрированным таким же образом излуче-

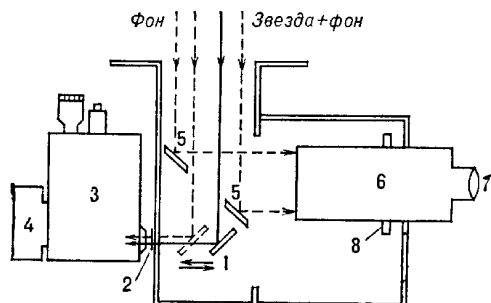


Рис. 2. Устройство инфракрасного фотометра: 1 — колеблющееся зеркало (модулятор); 2 — фильтр; 3 — криостат с приёмником излучения (болометром); 4 — предусилитель сигнала; 5 — зеркало подмотора, используемое для наведения фотометра на исследуемую звезду; 6 — электронно-оптический преобразователь (ЭОП) в устройстве слежения; 7 — окуляр с перекрестием нитей; 8 — система, позволяющая перемещать ЭОП по двум координатам в плоскости изображения.

нием т. н. стандартного источника (звезды) с известным потоком на той же волне, то можно получить величину абс. потока от измеряемого источника. Значение потока вне земной атмосферы получают после учёта поглощения в атмосфере, определяемого в процессе наблюдений по относительно ярким (напр., тем же стандартным) источникам.

Размещение телескопов на высотных самолётах и аэростатах позволяет практически исключить влияние атмосферного поглощения и проводить астрономич. наблюдения практически по всей ИК-области спектра, за исключением участков, близких к наиболее сильным линиям поглощения земной атмосферы. Существенное увеличение чувствительности наблюдений в ИК-диапазоне может быть достигнуто за счёт снижения уровня фона и фотонного шума при установке телескопов на ИСЗ и криогенном охлаждении зеркал. Первый такой специализированный спутник-обсерватория «ИРАС» (ИК-астрономич. спутник, Нидерланды — США — Англия) работал на орбите в 1983 г., провёл полный обзор небесной сферы в диапазоне длин волн от

8 до 120 мкм и обнаружил ок. 250 тыс. источников ИК-излучения.

Регистрация коротковолнового ИК-излучения с длиной волны меньше 1,2 мкм производится с помощью спец. фотоэмульсий и фотоумножителей. До длин волн 5,5 мкм очень эффективен фотовольтаический приёмник из InSb , охлаждаемый жидким азотом до 78 К (рис. 4). В области более длинных волн используются почти исключительно тепловые приёмники (чаще всего германиевые или составные болометры, охлаждаемые жидким ^4He до темп-ры ок. 1,5 К, иногда ниже — откачкой паров жидкого ^3He). Нашли применение охлаждаемые фоторезисторы, особенно эффективные в условиях низкого фонового излучения. Обычно требуется охладить не только приёмники, но также спектр. фильтры и диафрагмы, ограничивая поток падающего на детектор внеш. фонового излучения. Порог чувствительности приёмников ИК-излучения принято характеризовать эквивалентной мощностью шума (ЭМШ), т. е. мощностью падающего на приёмник

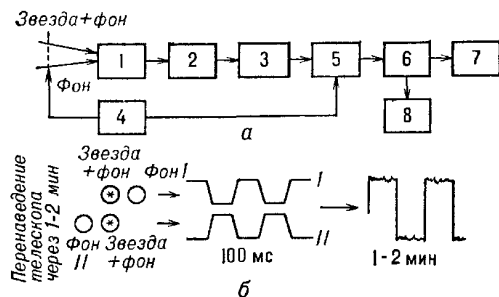


Рис. 3. Принципиальная схема установки для регистрации инфракрасного излучения космических источников: а — блок-схема системы регистрации инфракрасных источников (1 — телескоп, 2 — криостат с приёмником излучения и со спектральными фильтрами, 3 — усилитель переменного напряжения, 4 — система модуляции сигнала, 5 — синхронный детектор, 6 — усилитель постоянного тока, 7 — регистрация сигнала для визуального контроля в процессе наблюдений, 8 — цифровая регистрация для последующей обработки); б — вид сигнала до детектирования при наведениях телескопа на объект и фоновую область и вид соответствующего исходного сигнала фотометра.

излучения, к-рое вызовет появление напряжения (или тока) со среднеквадратичным значением, равным среднеквадратичной величине шума. Для идеального приёмника, не имеющего собственных источников шума и шум к-рого

обусловлен флуктуациями потока фотонов, ЭМШ равна (в Вт/Гц^{1/2}):

$$\text{ЭМШ} = A \left(2 \bar{P}_\Phi \frac{hc}{\eta \lambda} \right)^{1/2} / \left(1 - e^{-hc/\lambda k T_\Phi} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где T_Φ и $\bar{P}_\Phi$ — темп-ра и ср. значение мощности падающего на приёмник фо-

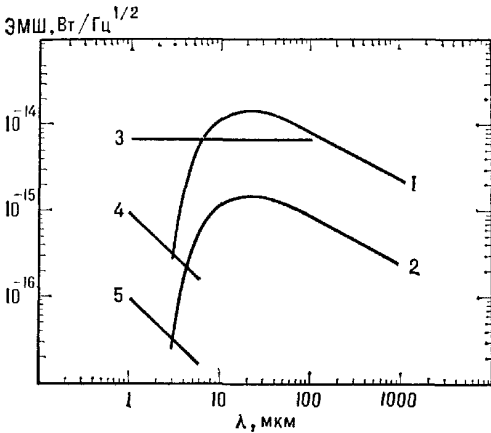


Рис. 4. Эквивалентная мощность шума (ЭМШ) приёмников инфракрасного излучения в зависимости от длины волны λ . Кривая 1 — фотонный шум фона для наземных фотометров; 2 — ЭМШ для более узкополосных (и соответственно подверженных меньшему шуму фона) спектроскопических систем с низким спектральным разрешением ($\lambda/\Delta\lambda = 100$); 3 — ЭМШ для болометров, охлаждаемых сверхтекучим ^4He (с откачкой паров) до 1,5 К; 4 и 5 — ЭМШ для фотovoltaических приёмников из сурьмянистого индия (In Sb) с внутренним сопротивлением 10^{10} и 10^{12} Ом соответственно.

нового излучения, A — коэфф., равный 1 для болометров и фотovoltaических приёмников и 2 для фоторезисторов, $\eta < 1$ — квантовая эффективность приёмника. Сравнение ЭМШ приёмников разных типов дано на рис. 4. О собственных тепловых шумах болометров, чаще всего используемых в астрономии, см. в ст. *Болометр*. К шумам приёмника и квантовым флуктуациям фона, описываемым ф-лой (2), в реальных приборах добавляются шумы усилителя, к которому подключён приёмник излучения. У фотосопротивлений в составе охлаждаемых телескопов ЭМШ может достигать 10^{-17} Вт/Гц^{1/2}.

Для получения спектр. разрешения в И. а. используются спектрофотометрич. сменные фильтры низкого разрешения, а также клиновые интерференц. фильтры (ближняя ИК-область), дифракц. спектрометры (ближняя и сред-

няя ИК-область), интерферометры Фабри — Перо (далёкая ИК-область) и особенно широко — метод Фурье-спектрометрии. Он основан на применении интерферометра Майкельсона (см. *Интерферометрия*) и позволяет проводить наблюдения с очень высоким спектр. разрешением (до $\lambda/\Delta\lambda \sim 10^5$). Наконец, ещё большее разрешение ($\lambda/\Delta\lambda \sim 10^7$) достигается при применении гетеродинных спектрометров с лазерной накачкой. Интерферометры Майкельсона и гетеродинные интерферометры используются также и для получения углового разрешения, достигающего $0,1''$.

4. Результаты астрономических наблюдений в инфракрасной области спектра

Наблюдения в ИК-диапазоне оказались исключительно мощным методом излучения планет и их спутников, астероидов и комет. В ИК-области спектра сосредоточена большая часть энергии собственного теплового излучения твёрдых поверхностей и атмосфер планет. Спектрометрич. наблюдения ИК-излучения планет позволяют определить тепловую структуру атмосфер и их хим. состав. Среди многочисл. результатов к наиболее впечатляющим можно отнести обнаружение внутри. энерговыделения Юпитера и Сатурна, сравнимого по величине с энергией падающего на их поверхности солнечного излучения, наблюдения колец Урана и Юпитера на длине волн 2,2 мкм, обнаружение водяного льда на поверхности спутников планет-гигантов и метанового льда на поверхности Плутона, определение структуры атмосфер планет-гигантов, открытие флуктуаций спектра ИК-излучения комет и их связи с динамикой кометных хвостов.

Многочисл. результаты были получены также при наблюдениях ИК-излучения звёзд. Исследования молекулярных спектров холодных звёзд в ближнем ИК-диапазоне позволили получить богатую информацию о хим. составе звёздных атмосфер, особенно об изотопном составе красных гигантов. Наблюдения непрерывных спектров звёзд показали, что у многих из них спектр состоит из двух компонентов: спектра фотосферы звезды в коротковолновом участке ИК-диапазона и спектра избыточного излучения околозвёздной пыли в более длинноволновой области. Соот-

ношение энергий обоих компонентов может меняться в широких пределах: мощность избыточного ИК-излучения молодых звёзд ранних спектр. классов составляет доли процента от полной светимости звезды, а у звёзд с развитыми пылевыми оболочками излучение фотосферы звезды может практически полностью поглощаться и переизлучаться в околозвёздной пылевой оболочке. Так формируется наблюдаемое ИК-излучение вблизи молодых горячих звёзд, планетарных туманностей, зон НII, расширяющихся оболочек новых звёзд, протяжённых газово-пылевых оболочек звёзд поздних спектр. классов и активных ядер галактик. Пылевая природа эмиссии была окончательно установлена после обнаружения в спектрах ряда объектов (диффузных туманностей, молекулярных облаков, околозвёздных оболочек) особенностей («депалей») на волнах 3,1 мкм, 9,7 мкм и ок. 20 мкм, обусловленных присутствием частиц льда (H_2O , NH_3), силикатных и углеродных частиц.

ИК-исследования показывают, что звёзды, в т. ч. и новые звёзды, во время вспышек образуют большое количество пыли (в частности, силикатного состава).

Наблюдения в ИК-диапазоне позволяют исследовать районы Галактики, скрытые от оптич. наблюдений межзвёздной пылью, поскольку межзвёздное поглощение света пылью быстро уменьшается с увеличением длины волны (приблизительно как $1/\lambda$). Так, поглощение излучения ядра Галактики в видимом диапазоне $\approx 30^m$ (световой поток ослабевает в 10^{12} раз!); на длине волны 2,2 мкм поглощение уменьшается до неск. звёздных величин, что уже позволяет проводить детальные исследования структуры галактич. ядра. В ядре Галактики обнаружено плотное звёздное скопление с массой $\sim 10^7 m_\odot$, аналогичное скоплению, наблюдаемому в оптич. диапазоне в ядре M31 (Туманность Андромеды).

Особенно важным достижением ИК-астрономии, имеющим космогонич. значение, явилось обнаружение в плотных и непрозрачных в видимой области газово-пылевых облаках компактных ярких источников ИК-излучения. Их отличительным св-вом оказалось отсутствие теплового радиоизлучения, характерного для обычных (не столь молодых) областей НII. Такие объекты

принято считать протозвёздами, ещё не достигшими главной последовательности на Герцшпрунга — Расселла диаграмме (см. *Звездообразование*).

Межзвёздная среда галактич. диска сама по себе явл. мощным источником

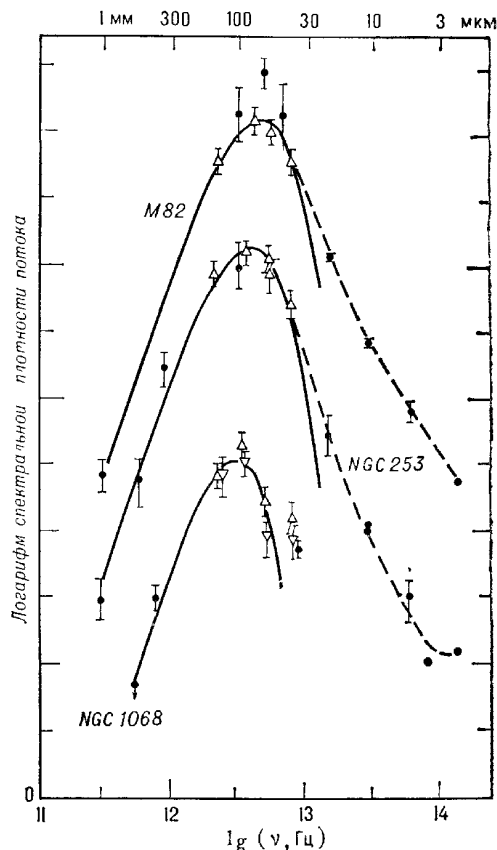


Рис. 5. Спектры инфракрасного излучения активных галактик (произвольно сдвинуты по вертикальной оси). Максимум излучения в области около 100 мкм обусловлен излучением пыли. Для этих галактик характерно активное звездообразование в их ядрах.

длинноволнового ИК-излучения. Пылевой компонент межзвёздной среды со ср. темп-рой ок. 15 К испускает фотоны с непрерывным спектром и максимумом в диапазоне 100—500 мкм.

При исследовании внегалактич. источников ИК-излучения было обнаружено, что у многих галактик с активными ядрами и квазаров большая часть излучаемой ими энергии сосредоточена в ИК-области, где наблюдаются ярко выраженные максимумы (рис. 5). Так, ядро сейфертовской галактики

NGC 1068 в диапазоне длин волн от 2 до 1000 мкм излучает до 98% от полной светимости. Максимум интенсивности у большинства таких галактик находится вблизи $\lambda \approx 100$ мкм; их излучение образуется в комплексе газовой-пыле-

К последним относятся: интенсивность эл.-магн. излучения, плотность потока космич. лучей и т. п.

Обозначим $N(X, z)$ число ионов X_z элемента X в ед. объема, где z — спектроскопич. символ иона, к-рый на

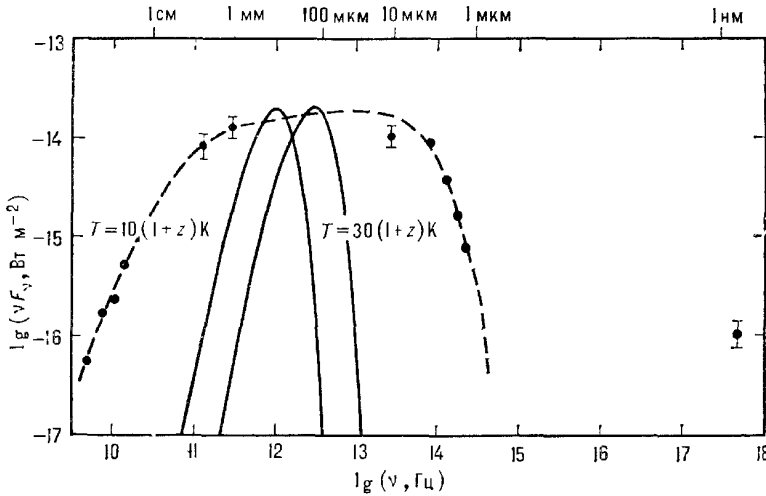


Рис. 6. Спектральное распределение энергии излучения квазара 1413 + 135 (с учетом его красного смещения z). Как показывает эксперимент (точки на рисунке), основная энергия излучения приходится на область от 3 мм до 2 мкм. Штриховая линия соответствует синхротронному излучению оптически тонкого слоя плазмы, а сплошная — тепловому излучению пыли с фактором эффективности $Q(a, \nu) \sim \nu$.

вых облаков, окружающих центральный источник нетеплового излучения. В спектре нек-рых источников (квазаров и лацертидов) не обнаружено характерных спектр. особенностей излучения пыли, т. е. их излучение, скорее всего, явл. нетепловым. Тем не менее существует класс нетепловых источников, т. е. субмиллиметровых квазаров, большая часть излучения к-рых сосредоточена в области длинноволнового ИК-излучения (рис. 6).

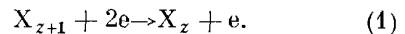
Исключит. интерес представляет исследование методами радиоастрономии и И. а. изотропного микроволнового фонового излучения (реликтового излучения), образовавшегося на ранних стадиях расширения Вселенной.

Лит. Фацио Дж., Инфракрасная астрономия, в кн.: На переднем крае астрофизики, пер. с англ., М., 1979, Шоломичский Г. Б., Прилуцкий О. Ф., Инфракрасная и субмиллиметровая астрономия, М., 1979 (Итоги науки и техники. Сер. исследование космич. пространства, т. 14). Г. Б. Шоломичский.

ИОНИЗАЦИОННОЕ РАВНОВЕСИЕ — стационарное распределение ионов плазмы по зарядам (кратностям ионизации). И. р. определяется балансом (динамич. равновесием) всевозможных процессов ионизации и рекомбинации и зависит от темп-ры и плотности плазмы, а также от внеш. воздействий.

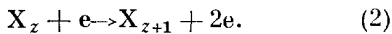
1 больше кратности (заряда) иона. Для нейтральных атомов $z = 1$, для однократно ионизованных атомов $z = 2$ и т. д. Для конкретных атомов значение z обычно пишут в виде римской цифры рядом с символом элемента, напр. для $X = \text{Fe}$ ион $\text{Fe}_{25} = \text{FeX}_{\text{XV}} = \text{Fe}^{24+}$ (это — ион Fe с двумя электронами — гелиеподобный ион). Относительная концентрация ионов X_z обозначается $n_z = N(X, z)/N(X)$, где $N(X) = \sum_z N(X, z)$ — суммарная концентрация ионов X_z .

Значения n_z и зависимость n_z от темп-ры $[n_z(T)]$ существенно различны при больших и малых плотностях плазмы. Определяющим процессом при этом явл. рекомбинация. При больших плотностях преобладает безызлучательная рекомбинация, к-рая может происходить лишь при столкновениях трех частиц — иона и двух электронов:



Второй электрон необходим, чтобы забрать избыток энергии первого (его кинетич. энергию и энергию связи). При низких плотностях вероятность процесса (1) мала и преобладает двухчастичная рекомбинация с участием фотона (см. ниже). Что же касается ионизации, то в обоих случаях при отсут-

ствии внеш. облучения она обусловлена столкновениями с электронами:



Т. о., при высоких плотностях и отсутствии внеш. облучения И. р. обусловлено балансом двух взаимно обратных процессов (1) и (2). Это означает, что имеет место локальное термодинамическое равновесие (ЛТР). Случай низких плотностей наз. корональным пределом (КП), т. к. он хорошо реализуется в условиях солнечной короны (о ЛТР и КП см. в ст. *Линейчатое излучение*).

В условиях ЛТР число ионов определённой кратности полностью определяется макрохарактеристиками — темп-рой T и электронной концентрацией N_e и не зависит от характеристик элементарных процессов ионизации и рекомбинации. При этом n_z даются *Саха формулой*:

$$\frac{n_{z+1}}{n_z} = S \frac{g_{z+1}}{g_z} e^{-\chi_z/kT},$$

где $S = 2 \left(\frac{mkT}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} \cdot \frac{1}{N_e}, \quad (3)$

χ_z и g_z — энергия ионизации и статистич. вес иона X_z (точнее, суммарный статистич. вес уровней с энергией $\mathcal{E} < kT$). Фактор S можно записать в виде

$$S = 6 \cdot 10^{21} \theta^{3/2} / N_e, \quad (4)$$

где θ — темп-ра в эВ ($\theta = T/11\,600\text{ K}$). Отсюда видно, что при всех плотностях и темп-рах, представляющих физ. интерес, S чрезвычайно велико.

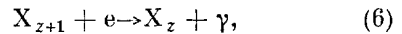
При $z > 1$ ф-ция $n_z(T)$ с ростом T сначала растёт за счёт ионизации ионов с $z' < z$, а затем убывает за счёт ионизации ионов с X_z , в результате к-рой возникают ионы более высокой кратности. Число ионов X_{z+1} становится больше, чем число ионов X_z при $T > T_z$, где

$$T_z = \chi_z / k \ln \left(\frac{g_{z+1}}{g_z} S \right) \text{ и } T_z k \ll \chi_z. \quad (5)$$

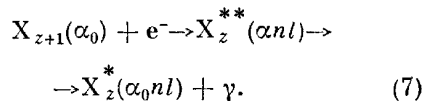
Неравенство (5) связано с тем, что при привычных лабораторных плотностях плазмы вероятность столкновения трёх частиц намного меньше, чем двух. При $kT_z \ll \chi_z$ это компенсируется малым числом электронов, способных вызвать ионизацию. В то же время рекомбинировать могут все электроны.

При низких плотностях трёхчастичная рекомбинация становится очень

редким событием, за исключением рекомбинационных переходов на очень высокие уровни энергии (с главным квантовым числом $n \gtrsim 100$, см. *Рекомбинационные радиолинии*). И. р. определяется балансом ударной ионизации и двухчастичной рекомбинации — излучательной (радиационной) и диэлектронной. При излучательной рекомбинации



т. е. избыток энергии уносится фотоном γ . Диэлектронная рекомбинация — т. н. резонансный процесс, в к-ром избыток энергии идёт на возбуждение иона X_{z+1} из осн. состояния α_0 в состояние α , а электрон e^- захватывается на к.-л. уровень nl . В результате образуется двукратно возбуждённый ион X_z^{**} , к-рый может перейти в обычное возбуждённое состояние X_z^* , испустив фотон γ :



Поскольку процессы (6), (7) и ударная ионизация не явл. взаимно обратными, ЛТР при низкой плотности не имеет места. При этом отношение n_{z+1}/n_z зависит не только от макропараметров, но и от характеристик элементарных процессов. В пределе низкой плотности (КП):

$$\frac{n_{z+1}}{n_z} = \frac{q_i}{q_{ry} + q_{rd}}, \quad (8)$$

где q_i — скорость ионизации, а q_{ry} и q_{rd} — скорости (число актов в ед. времени) излучательной и диэлектронной рекомбинаций на все уровни иона X_z . Величина q_{ry} соответствует величине $\alpha_{\text{полн.з.}}$ введённой в ст. *Рекомбинация*. В отличие от (3) распределение (8) не зависит от N_e , поскольку скорости ионизации и рекомбинации теперь одинаково зависят от N_e (они пропорциональны N_e). В условиях же ЛТР преобладает трёхчастичная рекомбинация, её скорость $\sim N_e^2$.

Пример ионизационных кривых для кислорода в условиях КП показан на рис. В КП степень ионизации максимальна. С ростом N_e вступает в игру трёхчастичная рекомбинация, n_{z+1}/n_z уменьшается (тем сильнее, чем больше N_e), т. е. ионизационные кривые $n_z(T)$

сдвигаются в сторону больших темп-р. При этом существенную роль начинает играть ионизация из возбуждённых состояний (ступенчатая ионизация), особенно с метастабильных уровней. Для количественного решения задачи необходимо решение большой системы ур-ний баланса. В случае ЛТР неравенство $kT_z \ll \chi_z$ связано с ма-

или др. характеристики плазмы меняются со временем. Поскольку процесс рекомбинации медленный, при быстром понижении темп-ры степень ионизации отстаёт от темпа снижения T_e . Этот случай характерен для рекомбинирующей плазмы. Возможна и обратная ситуация. Напр., в расширяющихся молодых оболочках *сверхновых звезд* ионизация до высоких z (вплоть до голых ядер), соответствующих темп-ре ионов в несколько кэВ, не успевает осуществляться, что может привести к аномальному усилению линий гелиеподобных ионов.

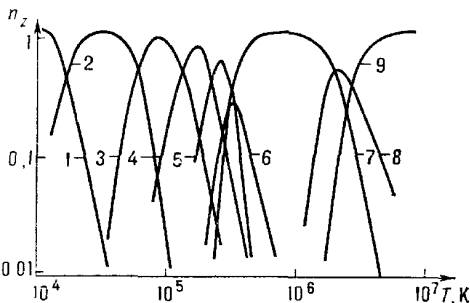
Лит.: Аллер Л., Атомы, звезды и туманности, пер. с англ., М., 1976; Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Физика межзвездной среды, М., 1979; Соболев В. В., Курс теоретической астрофизики, 2 изд., М., 1975; Вайнштейн Л. А., Соболев В. В., Юков Е. А., Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, М., 1979. Л. А. Вайнштейн.

ИОНИЗАЦИЯ — отрыв от атомов, молекул, атомных или молекулярных ионов электрона (электронов) или заменяющих его частиц, напр. в мезоатомах и мезомолекулах — мезонов.

Обычно понижуемые системы находятся в состояниях с отрицат. полной энергией. В этом случае на отрыв частицы требуется затратить энергию. Как правило, И. происходит либо вследствие поглощения фотона (фотоионизация), либо под действием ударов частиц. Кроме того, атом может быть ионизован в результате того, что центральная часть его резко меняет свою скорость, так что внешние, слабо связанные с атомным остатком электроны «не успевают» за этим движением и «стряхиваются» (эффе к ст р я х и в а н и я). Такой процесс возможен, напр., если ядро атома испытало радиоактивный распад или взаимодействовало с энергичной частицей, передавшей ядру значит. импульс.

Иногда понижуемые системы могут находиться в неустойчивом состоянии с положит. полной энергией (автоионизационные состояния). В этом случае возможна самопроизвольная ионизация — автоионизация — выброс одного или неск. электронов.

В многоэлектронных системах при И. может быть оторван любой электрон. Обычно до ионизации либо все электроны находятся в состояниях с наименьшими возможными энергиями (основное состояние системы), либо



Ионизационные кривые $n_z(T)$ для ионов кислорода в корональном пределе. Цифры у кривых показывают кратность ионизации атома кислорода.

лой вероятностью трёхчастичных столкновений, а в условиях КП — с тем, что эл.-магн. взаимодействие (излучательная рекомбинация) гораздо слабее ($\sim 1/137^3$), чем электростатическое (ударная ионизация). Отношение потенциала ионизации χ_z к темп-ре T_z , при к-рой концентрация ионов X_z максимальна, зависит от соотношения скоростей процессов. Скорость ионизации убывает с ростом z . Поэтому величина $\beta_z = \chi_z/kT_z$, как правило, убывает с ростом z . Для водородо- и гелиеподобных ионов в КП при $z > 20$ значение $\beta_z \lesssim 4$ и $\beta_z \gtrsim 10$ при $z < 8$. Поэтому в очень горячей плазме различие в концентрациях ионов соседних z менее резкое.

Во многих астрофизич. объектах, в частности в зонах III, в оболочках квазизвёздных объектов и др., И. р. определяется внеш. эл.-магн. излучением, темп-ра к-рого $T_\gamma \gg T_e$, где T_e — электронная темп-ра. Это означает, что в ионизации может участвовать много фотонов, в то время как лишь небольшая доля (быстрых) электронов, согласно неравенству (5), участвует в этом процессе. В результате резко увеличивается скорость ионизации. Рекомбинация при этом по-прежнему определяется электронной темп-рой.

Особое место занимает случай нестационарной ионизации, когда темп-ра

один из электронов находится на более высоком уровне энергии (одноэлектронное возбуждённое состояние или просто возбуждённое состояние). Миним. энергия, необходимая в этом случае для И., наз. энергией связи уровня. Для атома водорода энергия связи уровня n равна: $\chi_n = 13,6/n^2$ эВ. Энергия связи осн. уровня наз. потенциалом И. Потенциалы И. атомов колеблются от 3,89 эВ для цезия до 24,59 эВ для гелия. Для ионов они больше, чем для атомов. Потенциалы И. молекул, как правило, не превышают потенциалов И. составляющих их атомов.

Если от ионизируемой системы отрывается не самый внешний электрон, а внутренний, обладающий большей энергией связи, то на И. затрачивается больше энергии. Самую большую энергию приходится затратить на отрыв электрона с самого внутреннего, ближайшего к ядру электронного слоя, называемого *K-слоем*. Напр., для нейтрального кислорода (OI) потенциал И. *K-слоя* $\chi_K = 553$ эВ, а для железа (FeI) $\chi_K = 6,4$ кэВ.

После И. атома или иона с одного из внутр. слоёв (*K-* или для сложных атомов *L-, M-* слоёв) ион оказывается в автоионизац. состоянии. Образовавшаяся вакансия может заполниться либо при испускании фотона, называемого *характеристическим* и попадающего обычно в рентг. область спектра, либо безызлучательным способом, когда избыток энергии передаётся одному или нескольким электронам и они выбрасываются из иона (автоионизация).

Процесс безызлучательного заполнения вакансий во внутр. электронных слоях атомов и ионов наз. *эффе к т о м О ж е*. В результате эффекта Оже и за счёт эффекта стряхивания внеш. электронов из атома часто выбрасывается не один, а много электронов. Характеристич. фотоны испускаются с большей вероятностью после И. внутр. слоёв элементов второй половины периодич. системы Менделеева, а эффект Оже преобладает для более лёгких элементов.

Автоионизац. состояния и автоионизация возникают также в случае, если на достаточно высоких уровнях энергии атома (иона) одновременно находится более одного электрона, возбуждённого из внеш. слоя (валентные электроны атома или иона). В космич.

условиях такого типа дважды возбуждённые автоионизац. состояния возникают гл. обр. в процессе диэлектронной *рекомбинации*, а в лабораторной плазме — при облучении среды мощными лазерными пучками света.

Эффективность И. частицей с энергией $\varepsilon = mv^2/2$ или фотоном с $\varepsilon = h\nu$, как и эффективность др. элементарных процессов, характеризуется эффективным поперечным сечением $\sigma(\varepsilon)$ этого процесса, имеющим размерность площади. Значение σ равно нулю при $\varepsilon < \chi$ и $\sigma(\varepsilon) > 0$ при $\varepsilon > \chi$ для соответствующего электрона. В случае И. частицами (электронами, атомами, ионами) σ максимально для отрыва внеш. валентных электронов и мало для внутр. электронов. Причём сечение И. наибольшее (И. происходит наиболее эффективно)

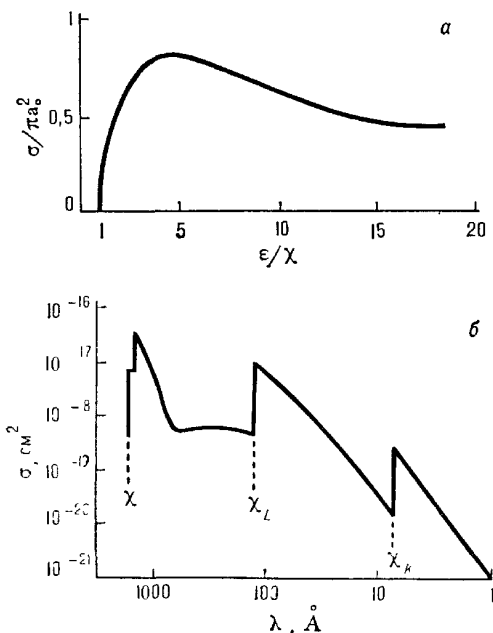


Рис. 1. *a* — зависимость от энергии электронов ε сечения ионизации атомов водорода с основного уровня ударами электронов, $\chi = 13,6$ эВ — потенциал ионизации водорода. Сечение выражено в величинах площади первой боровской орбиты $\sigma_0 = 0,88 \cdot 10^{-16}$ см² ($a_0 = 0,529$ Å); *b* — зависимость сечения фотоионизации σ атомов кремния, находящегося в основном состоянии, от длины волны фотона λ . Указаны порог ионизации невозбуждённого атома χ и пороги ионизации внутренних *L-* и *K-* слоёв (χ_L и χ_K).

обычно при скоростях ионизирующей частицы, близких к орбитальной скорости ионизируемого электрона в модели атома Бора. Это приводит к тому, что И.

электронами эффективна при энергиях 1,5—10X (рис. 1,а), а тяжёлыми частицами — при много больших энергиях. В результате И. частицей от ионизируемой системы может быть оторвано более одного электрона (даже без эффекта Оже) — многоэлектронная И., но вероятность этого мала (обычно меньше 1% от вероятности одноэлектронной И.).

Частота парных столкновений частиц двух сортов, т. е. число столкновений в 1 см³ в 1 с, пропорциональна концентрации (количеству в 1 см³) частиц каждого сорта, их относительной скорости и размерам сталкивающихся частиц. Частота парных столкновений, приводящих к И., пропорциональна не размерам частиц, а сечению И. σ. Если оба сорта сталкивающихся частиц принимают участие в тепловых движениях (напр., столкновения электронов с атомами или ионами среды, но не столкновения частиц космических лучей с частицами среды), то распределение скоростей их движения v_r как правило, описывается *Максвелла распределением*. Тогда скорость И. атомов, молекул или ионов с концентрацией N_i электронами с концентрацией N_e равна

$$N_i N_e q_i(T), \quad (1)$$

где коэффициент И. q_i (см³/с) явл. усреднённым по максвелловскому распределению скоростей произведением $\sigma(\varepsilon) \cdot v$. Для самого распространённого во Вселенной элемента — водорода при И. с осн. уровня электронами

$$q_i \approx \frac{1,7 \cdot 10^{-8}}{\beta + 0,39} \sqrt{\frac{\beta}{\beta + 1}} e^{-\beta} \ln\left(16 + \frac{1}{\beta}\right), \quad (2)$$

$$\beta = \frac{\chi}{kT} \approx \frac{158000}{T}, \quad (3)$$

где χ — потенциал И. водорода, T — темп-ра в кельвинах. Численные значения q_i приведены в таблице.

В случае И. фотонами $\sigma(\varepsilon)$ часто имеет наибольшее значение у порога И. $\varepsilon = h\nu = \chi$ и далее падает с ростом ε . Однако фотоны эффективно ионизуют атомы и ионы не только с внеш., но и с внутр. слоёв (если, конечно, достаточна энергия фотона). В результате этого полная эффективность И. возрастает скачками (рис. 1,б) при увеличении ε до потенциалов И. внутр. электронов, т. е. до χ_L, χ_K и т. д.

Поскольку хим. состав космич. вещества везде, за исключением нек-рых звёзд, почти одинаков, можно найти эффективное сечение $\sigma_{\text{эфф}}$ поглощения

Зависимость от температуры T коэффициента ионизации q_i (см³/с) атомов водорода с основного уровня энергии (ударами электронов).

$\lg T$	T, K	q_i	$\lg T$	T, K	q_i
4,0	10000	$4 \cdot 10^{-16}$	4,7	$5 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^{-10}$
4,1	12600	$1,3 \cdot 10^{-14}$	5,0	10^5	$4 \cdot 10^{-9}$
4,2	15800	$2 \cdot 10^{-13}$	6,0	10^6	$3 \cdot 10^{-8}$
4,3	20000	$2 \cdot 10^{-12}$	7,0	10^7	$2 \cdot 10^{-8}$
4,5	31600	$5 \cdot 10^{-11}$	8,0	10^8	$1 \cdot 10^{-8}$

УФ- и рентг. излучения в неионизованной космич. среде со средним хим. составом в расчёте на один атом водорода (рис. 2):

$$\sigma_{\text{эфф}} = \sum Z A_Z \sigma_Z(\varepsilon), \quad (4)$$

где Z — номер элемента в периодич. системе элементов Менделеева, $\sigma_Z(\varepsilon)$ — сечение фотоионизации атома этого элемента с осн. уровня фотонами с энергией ε , A_Z — *обилие* элемента Z (отношение его концентрации к концентрации атомов водорода). $A_1 \equiv 1$, $A_2 \approx 0,1$

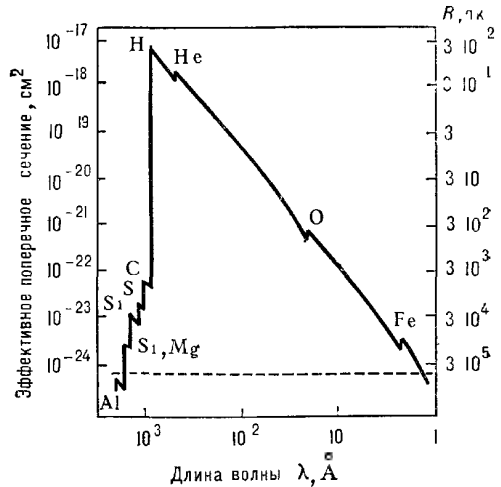


Рис. 2. Эффективное поперечное сечение фотоионизации нейтрального межзвёздного газа усреднённого галактического состава. λ — длина волны ионизирующего излучения. R — расстояние, соответствующее оптической толщине $\tau = 1$. Штриховой линией отмечено значение томсоновского сечения.

и т. д. Несмотря на малое обилие элементов тяжелее гелия (для каждого из них $A_Z < 0,001$), они, как видно из рис. 2, дают значит. вклад в поглощение рентг. лучей. Связано это с очень высокой эффективностью фотоионизации K -слоёв атомов. Поэтому $\sigma_{\text{эфф}}$ испы-

тывает заметные скачки при значениях $\varepsilon = \chi_K$ для ряда элементов, указанных на рис. 2. Знание $\sigma_{\text{эфф}}$ позволяет определить, какое расстояние способны пройти в среде фотоны с разными длинами волн до момента их поглощения. Напр., оказывается, что фотоны с длинами волн от неск. десятков Å до 912 Å столь интенсивно ионизуют межзвёздный газ, что не могут пройти даже поперёк галактич. газового диска.

Из сказанного выше следует, что атомы, а иногда и молекулы, имеющие много электронов, в результате одного акта И. или при последовательных актах И. могут оказаться в разных состояниях И., характеризующихся зарядом иона в единицах заряда протона. Состояние И. указывается либо величиной и знаком заряда, напр. O^+ , O^{3+} , O^{2-} , Fe^{24+} , H_2^+ , H_2O^- , либо, в случае положительно заряженных ионов, в виде спектроскопич. символа, напр. для указанных выше ионов кислорода и железа — OII, OIV, FeXXV. Здесь римской цифрой указывается число, на единицу большее заряда иона. Цифра I соответствует нейтральному атому.

Атомы могут быть ионизованы до голых ядер. Молекулы не бывают сильно заряженными, т. к. в этом случае они становятся неустойчивыми и распадаются (диссоциируют). Максимально возможный отрицат. заряд иона определяется сродством к электрону и ни в каких случаях не превышает трёх электронных зарядов.

В условиях, близких к *термодинамическому равновесию*, напр. внутри звёзд и в *фотосферах* нормальных звёзд, степень И. атомов определяется *Саха формулой*, согласно к-рой степень И. любого атома растёт с увеличением темп-ры и падает с ростом плотности газа (точнее, с ростом концентрации электронов).

В космич. условиях нередко случаи, когда степень И. газа определяется И. электронами и радиационной плюс диэлектронной рекомбинациями. Такая ситуация возникает в достаточно разреженной горячей среде вне мощных полей жёсткого эл.-магн. излучения (УФ- и рентг. лучей) и при отсутствии сильных потоков космич. лучей. Такие условия характерны, напр., для *солнечной хромосферы* и *солнечной короны* и вообще верхних атмосфер звёзд многих типов, а также для оболочек сверх-

новых звёзд, межгалактич. газа в скоплениях галактик (см. *Ионизационное равновесие*). В этих условиях степень И. среды зависит только от её темп-ры T (увеличиваясь с ростом T), но не зависит от плотности среды.

В космич. условиях наибольшая степень И. встречается в недрах звёзд, в остатках сверхновых звёзд, в горячих областях межзвёздного газа с $T \sim 1$ млн. К, в межгалактич. газе скоплений галактик, где $T \sim 100$ млн. К, а также в газовых оболочках ряда рентг. источников и на внутр. краях аккреционных газовых дисков вокруг *нейтронных звёзд* и *чёрных дыр*.

Лит.: Мартынов Д. Я., Курс общей астрофизики, 3 изд., М., 1979; Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Физика межзвёздной среды, М., 1979; Соболев В. В., Курс теоретической астрофизики, 2 изд., М., 1975. Н. Г. Бочкарев.

ИОННАЯ ТЕМПЕРАТУРА — параметр, характеризующий ср. кинетич. энергию хаотич. движения ионов в плазме. Обычно используется в тех случаях, когда ф-ция распределения ионов по скоростям близка к максвелловской (см. *Максвелла распределение*). В достаточно плотной плазме соударения между электронами и ионами поддерживают равенство *электронной температуры* (T_e) и И. т. (T_i). Однако в сильно разреженной высокотемпературной плазме время выравнивания темп-р может быть очень велико и T_i может сильно отличаться от T_e . Напр., в плазме *солнечного ветра*, согласно измерениям, темп-ра протонов в неск. раз меньше T_e и примерно в 4 раза меньше темп-ры α -частиц. В *аккреционных дисках* ситуация может быть обратной: T_i может в десятки раз превышать T_e .

ИСТЕЧЕНИЕ ВЕЩЕСТВА ИЗ ЗВЁЗД. Звёзды теряют массу, по-видимому, на всех стадиях своей эволюции. Это подтверждают наблюдения: обнаружено истечение вещества из Солнца (*солнечный ветер*), из горячих звёзд (спектр. классов O и B), из красных и жёлтых гигантов и сверхгигантов, т. е. истечение происходит как из звёзд, мало проэволюционировавших (первые два типа), так и из звёзд на поздней стадии эволюции (красные гиганты). Более того, И. в. из з. начинается ещё до стадии главной последовательности. На это указывают наблюдения молодых сжимающихся звёзд типа Т Тау. Потеря массы у этих звёзд $\sim 10^{-8} M_{\odot}$ в год. К объектам, образовавшимся в резуль-

тате интенсивной потери массы звёздами-гигантами, относятся также *планетарные туманности*. Всё это говорит о важной роли истечения вещества для эволюции звёзд.

Из наблюдений можно сделать нек-рые оценки скорости потерь массы. Для Солнца она равна 10^{11} – 10^{12} г/с (10^{-15} – 10^{-14} $M_{\odot}$ в год). Время жизни типа солнечного ветра несущественно для эволюции. У горячих звёзд спектр. классов О и В, а также звёзд типа Вольфа — Райе и Р Лебеда (Р Суг) потеря массы может доходить до 10^{-8} – 10^{-5} $M_{\odot}$ в год. Поскольку время жизни звёзд с массой $\sim 30 M_{\odot}$ (каковыми явл. эти объекты) 10^6 – 10^7 лет, потеря массы за это время оказывается значительной. Наиболее существенна потеря массы на поздних стадиях эволюции. Для красных гигантов и сверхгигантов потеря массы может составлять, по оценкам, 10^{-6} – 10^{-3} $M_{\odot}$ в год. В результате интенсивной потери массы такими звёздами может происходить образование планетарных туманностей. Указанием на значит. потерю массы может служить существование протяжённых разреженных газовых оболочек, обнаруженных вокруг нек-рых одиночных звёзд типа Вольфа — Райе.

Теория эволюции звёзд указывает на важность потери звездой своей массы в ходе эволюции. Действительно, масса звёзд на конечных стадиях эволюции не превышает $1,2$ – $1,4 M_{\odot}$ для *белых карликов* и $2 M_{\odot}$ для *нейтронных звёзд*. Звёзды большей массы должны коллапсировать (см. *Гравитационный коллапс*) и превращаться в чёрные дыры, а размеры их — резко уменьшаться (радиус должен приближаться к т. н. *гравитационному радиусу*). Превращение звёзд в нейтронную звезду или чёрную дыру сопровождается, по-видимому, существенно нестационарным процессом типа вспышки *сверхновой звезды*. Однако наблюдаемая частота вспышек сверхновых не соответствует числу массивных звёзд, достигших, согласно расчётам, поздних стадий эволюции (взрывов сверхновых наблюдается в 30–300 раз меньше). Устранить такое расхождение можно, либо предположив, что нестационарный процесс может проходить «беззвучно», т. е. не давать обычно наблюдаемых явлений, что весьма маловероятно, либо считая, что в процессе эволюции масса звезды

теряется весьма эффективно и большинство звёзд большой массы превращается в белые карлики без взрыва. Важным свидетельством в пользу этого явл. наличие белых карликов в молодых рассеянных скоплениях (Гиады), образовавшихся из звёзд с массой $\gtrsim 6 M_{\odot}$.

Причиной потери массы звёздами на спокойной стадии эволюции явл. процессы, протекающие в их оболочках. В то время как осп. масса звезды (типа Солнца), составляющая ≈ 97 – 99% $M_{\odot}$, находится в статич. равновесии, её внеш. оболочка находится в состоянии гидродинамич. истечения. У Солнца гидродинамически истекающей оболочкой явл. корона, масса к-рой столь незначительна, что при расчёте эволюции вещество, уносимое расширяющейся короной (солнечным ветром), не учитывается. У красного гиганта в стадии истечения может находиться гораздо большая часть массы. Скорость истекающего вещества монотонно растёт с удалением от звезды, т. к. энергия хаотического (теплового) движения вещества постепенно переходит в кинетич. энергию направленного движения.

Механизмы И. в. н. з. различны. У Солнца, напр., причиной истечения явл. нагрев основания короны магнитогидродинамич. волнами (см. *Солнце, Магнитогидродинамика*). Указания на существование горячих истекающих корон у звёзд многих спектральных классов получено при измерении рентг. светимостей звёзд на спутниках «ОАО-3» (ССША, 1972) и «HEAO-B» (ССША, 1978). Весьма существенным для характера истечения вещества явл. его взаимодействие с излучением. Звёздный ветер практически прозрачен для излучения, за исключением отдельных спектр. линий (в этих линиях *оптическая толща* τ может приближаться к единице). За счёт излучения истекающее вещество может охлаждаться. Истечение из горячих массивных звёзд происходит гл. обр. из-за *давления излучения* в мощных спектр. линиях. При этом ускорение вещества происходит в оптически тонкой области ($\tau \ll 1$). Истечение из красных гигантов и звёзд, образующих планетарные туманности, связано с тем, что вещество в основной области течения непрозрачно для излучения (находится в равновесии с излучением, $\tau \gg 1$). При заданном тепловом потоке из звезды рост непрозрачности ведёт к увеличению перепада (гради-

ента) темп-ры, а следовательно, и градиента лучистого давления. При достаточно большом градиенте давления тяготение не может уравновесить его, статич. равновесие нарушается, начинается истечение.

Из теории строения звёзд известно, что звезда может находиться в состоянии статич. равновесия только в случае, когда её светимость L меньше т. н. критической светимости L_K :

$$L < L_K = 4\pi c G M / \kappa,$$

где κ — непрозрачность среды. График качественной зависимости непрозрачности от радиуса для звезды с массой $30 M_\odot$ представлен на рис. Из рис. видно, что у звёзд главной последовательности κ везде невелика, т. е.

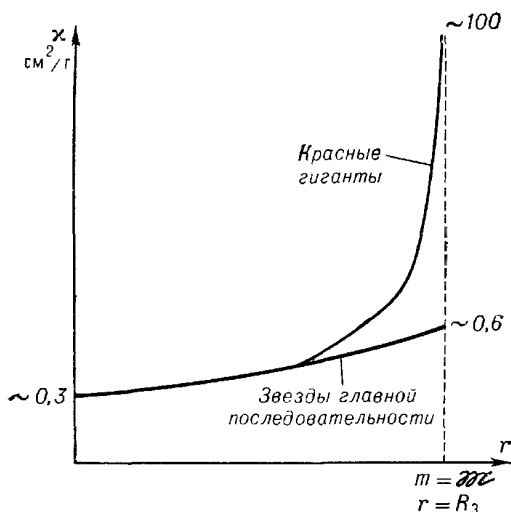


График качественной зависимости непрозрачности κ вещества звезды от массы m , заключенной в сфере радиуса r . В сфере с радиусом звезды R_3 содержится полная масса звезды.

$L < L_K$, у красных же гигантов, там, где темп-ра в оболочке падает настолько, что появляется зона неполной ионизации водорода, непрозрачность резко возрастает (см. *Атмосферы звёзд, Пульсации звёзд*). Кроме того, у красных гигантов светимость столь высока, что в их оболочке выполняется условие $L > L_K$. В силу этих причин и появляется гидродинамич. истечение. Отметим, что конвекция, участвуя в переносе теплового потока, уменьшает непрозрачность и препятствует истечению, но во внеш. слоях её роль невелика. Чем больше масса звезды, тем меньше плот-

ность её поверхностных слоёв и тем менее эффективна конвекция. Для звёзд с $M = 30 M_\odot$ она может не препятствовать истечению после начала термоядерных реакций с участием гелия (на стадии красных гигантов). Для $M < 9 M_\odot$ конвекция препятствует истечению на этой стадии и позволяет продолжить статич. эволюцию.

Как видно из выражения для L_K , начало истечения определяется кроме κ также и отношением L/M . Из теории следует, что для звёзд главной последовательности $L \sim M^3$ или даже $\sim M^4$ (для малых масс), поэтому с ростом массы растёт и величина L/L_K . Она равна $\approx 5 \cdot 10^{-5}$ κ для $1 M_\odot$ и доходит до 0,3 κ для $30 M_\odot$. Т. о., чем больше масса, тем меньшего увеличения непрозрачности требуется для начала истечения. Этим объясняется наличие сильного истечения вещества у горячих звёзд класса O, в к-рых непрозрачность определяется главным образом резонансными спектр. линиями ионов. Чем меньше масса, тем на более поздних стадиях эволюции начинается гидродинамич. истечение вещества.

Присутствие пыли в оболочках красных звёзд также способствует истечению вещества, т. к. пыль увеличивает взаимодействие между веществом и потоком излучения. Сочетание этих двух механизмов приводит, по-видимому, к наблюдаемой потере массы красными и жёлтыми гигантами и сверхгигантами.

Происхождение звёзд типа Вольфа — Райе, к-рые состоят в основном из гелия, связывают с потерей водородной оболочки звездой с массой $M \gtrsim 15 M_\odot$. Масса водородной оболочки составляет примерно половину первоначальной массы звезды. Такие звёзды интенсивно теряют массу на стадии загорания гелия. Для менее массивных звёзд столь же интенсивная потеря массы может начаться на более поздних стадиях, когда начинается горение углерода и кислорода. Для звёзд с массой $\approx 1,3 M_\odot$ на поздних стадиях эволюции истечение такого типа должно происходить при образовании планетарной туманности и перехода звезды в белый карлик. Теория истечения вещества из звёзд ещё далека от завершения.

Лит.: Паркер Е., Динамические процессы в межпланетной среде, пер. с англ., М., 1965; Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Релятивистская астрофизика, М., 1967. Г. С. Бисноватый-Коган,

КАТАЛОГИ астрономические — см. Приложение.

КВАЗАРЫ (англ. quasar, сокр. от quasistellar radiosource — квазизвёздный источник радиоизлучения) — мощные внегалактич. источники эл.-магн. излучения, имеющие на фотографиях звёздообразный вид. Были открыты в 1960 г. как источники радиоизлучения с очень малыми угловыми размерами (меньше $10''$) и затем отождествлены с оптич. объектами, имеющими, как правило, визуальную звёздную величину $\approx 16-18^m$. В 1963 г. М. Шмидт (США) установил, что нек-рые широкие эмиссионные линии в спектре К. 3С 273, ранее не поддававшиеся расшифровке, принадлежат линиям бальмеровской серии водорода и линиям MgII, сильно смещённым в красную сторону. К. 3С 273 — один из самых ярких, он имеет визуальную звёздную величину $m_V = 12,7^m$ и красное смещение линий в спектре $z = 0,158$, что соответствует расстоянию 630 Мпк. Другие К., согласно красным смещениям их спектр. линий, находятся на столь же больших (космологических) расстояниях (> 200 Мпк).

Помимо широких эмиссионных линий со значит. красным смещением для К. характерно нетепловое излучение (рис. 1), по к-рому К. нетрудно отличить от звёзд *главной последовательности* и *белых карликов*. Число открываемых К. непрерывно растёт, известно более 1500 К. с измеренными красными смещениями, причём среди них больше оптич. К. (без заметного радиоизлучения), чем радиоквazarов. Весьма вероятно, что К. явл. нестационарными ядрами далёких галактик, у к-рых звёздная составляющая излучает слабо и не видна (однако около нескольких близких К. обнаружены слабые туманности, состоящие из звёзд.)

К. — самые мощные по излучению объекты во Вселенной. Мощность излучения (светимость) К., включая радио-, ИК-, оптич., УФ-, рентг. диапазоны, а в отдельных случаях и γ -диапазон, достигает $10^{46}-10^{47}$ эрг/с. По светимости К. примыкают к т. н. *сейфертовским галактикам* и подобно им обладают переменностью излучения. Характерные времена переменности К. — месяцы и даже недели — указывают на то, что область генерации энергии излучения у К. невелика, $\sim 10^{16}-10^{17}$ см, т. е. < 1 пк. Физ. механизм, ответственный за генерацию столь мощного излучения в относительно небольшом объёме, по-

моности К. примыкают к т. н. *сейфертовским галактикам* и подобно им обладают переменностью излучения. Характерные времена переменности К. — месяцы и даже недели — указывают на то, что область генерации энергии излучения у К. невелика, $\sim 10^{16}-10^{17}$ см, т. е. < 1 пк. Физ. механизм, ответственный за генерацию столь мощного излучения в относительно небольшом объёме, по-

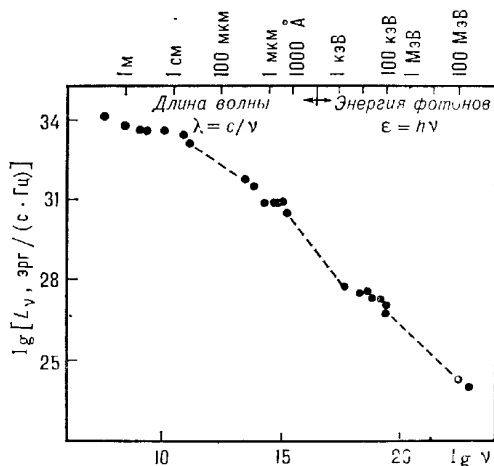


Рис. 1. Спектр электромагнитного излучения квазара 3С 273. По осям координат отложены: внизу логарифм частоты, вверх — соответствующие длины волн и энергии фотонов (в рентг. диапазоне и гамма-диапазоне), по оси ординат — логарифм светимости на данной частоте в единичном интервале частот.

ка достоверно неизвестен. Процессы, происходящие в К., явл. предметом интенсивных теоретич. исследований (см. *Ядра галактик*). Не исключено, что механизм энерговыделения в К. связан с *аккрецией* газа на массивную *чёрную дыру*.

В спектрах далёких К. обнаружены узкие линии поглощения водорода и ионов тяжёлых элементов. В тех случаях, когда удаётся отождествить серии таких абсорбционных линий, оказывается, что красное смещение, определённое по линиям поглощения, меньше, чем найденное по эмиссионным линиям.

Иногда наблюдается неск. таких серий с разными z . Природа узких линий поглощения остается неясной; обычно предполагается, что эти линии образуются на пути между K . и наблюдателем.

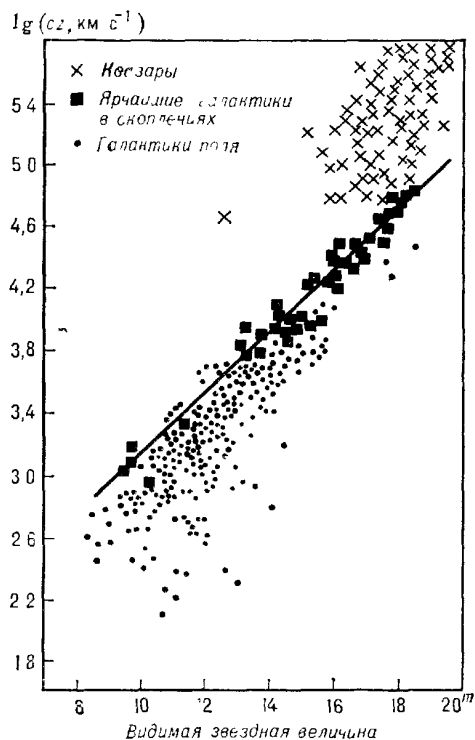


Рис. 2. Диаграмма Хаббла: красное смещение z объектов сопоставляется с их видимой звездной величиной. Прямая линия отвечает закону Хаббла. Отклонение квазаров от этой линии означает не нарушение закона Хаббла, а отличие их светимости от светимости ярчайших галактик в скоплениях. Величина $cz = c \Delta\lambda/\lambda_0$ при $z \ll 1$ равна скорости удаления объекта.

Поглощающей средой могут быть обширные короны галактик или отдельные облака холодного газа в межгалактич. пространстве. Не исключено, что такие облака могут быть остатками диффузной среды, из к-рой образовались галактики.

Исследование K ., находящихся на расстояниях в миллиарды световых лет, чрезвычайно важно для космологии, в частности для выбора космологич. модели, наиболее полно отражающей св-ва реальной Вселенной. Так, напр., можно было бы надеяться обнаружить на больших расстояниях отклонение Хаббла от линейности и связать это

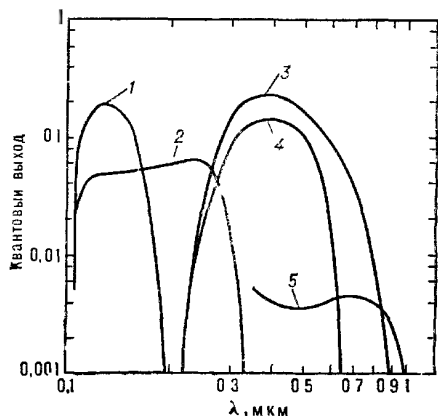
отклонение с той или иной космологич. моделью. Однако ввиду большого разброса абс. светимостей K . (рис. 2) определенного результата получить пока не удастся. Возможно, изучение K . даст также важные сведения об эволюции Вселенной.

Лит.: Бербидж Дж., Бербидж М., Квазары, пер. с англ., М., 1969; Хоил Ф., Галактики, ядра и квазары, пер. с англ., М., 1968; Шаман Д., Современная космология, пер. с англ., М., 1973; Происхождение и эволюция галактик и звезд, М., 1976; На переднем крае астрофизики, пер. с англ., М., 1979. Э. А. Дибай.

КВАНТ СВЕТА — то же, что *фотон*. **КВАНТОВЫЙ ВЫХОД** — отношение числа эмитируемых (выбитых) из вещества фотоэлектронов к числу упавших фотонов (см. *Фотоэффект*). Термин « K . в.», строго говоря, применим лишь к детекторам излучений, использующим внеш. фотоэлектрич. эффект в газах и с поверхности твердых тел. Однако часто значение K . в. приводится и для др. регистрирующих приборов и фотоматериалов, где под K . в. подразумевается величина, обратная числу фотонов, необходимых для почернения одного зерна фотоэмульсии (10^{-3} — 10^{-4}). K . в. характеризует абс. чувствительность фотокатода или всего детектора в целом. Реальная чувствительность при астрономич. наблюдениях, т. е. минимально обнаружимый сигнал (световой поток), определяется помимо K . в. уровнем шума, к-рый, в свою очередь, зависит от шума детектора и регистрирующей аппаратуры, уровня фона неба и др. источников помех, напр. при внеатмосферных наблюдениях — от потока заряженных частиц.

K . в. прибора в целом (т. е. на его выходе) обусловлен также и пропусканием окна детектора, если таковое имеется. В видимой области спектра пропускание можно сделать близким к единице. В УФ- и рентг. диапазонах (длина волны излучения $\lambda \gtrsim 4 \text{ \AA}$) роль окна детектора часто становится определяющей. K . в. совр. фотоэлектронных умножителей (ФЭУ) достигает в видимой области и ближней УФ-области спектра величины 0,25, падая до 0,01 в ближней ИК-области. ФЭУ явл. почти единственными детекторами для целей фотометрии в видимой области и ближней УФ-области спектра. Высокий K . в. свойствен фотокатодам, в состав к-рых входят соединения Cs, Bi, Te и др. металлов с малой работой выхода (рис.).

В области мягкого рентг. излучения и жёсткого УФ-излучения используются гейгеровские и пропорциональные счётчики с газовым наполнением, К. в к-рых без учёта пропуска окна



Квантовый выход для некоторых типов современных ФЭУ: 1 — CsI, 2 — CsTe, 3 — мультислойной, 4 — SbCs, 5 — AgOCs.

в максимуме близок к единице. В УФ-диапазоне применяются в качестве наполнителей счётчиков окись азота ($\lambda < 1340 \text{ \AA}$), ксилол, спирты, бромистый метил и др. вещества. Их К. в. близок к единице. В мягком рентг. диапазоне (0,1—10 кэВ) используются в качестве газов-наполнителей Ar, Kr и Xe с К. в. в максимуме, близком к единице. К. в. твёрдых тел в этой области спектра может даже превышать единицу (эффект Луириковского).

Высоким К. в. в УФ- и мягком рентг. диапазонах обладают каналные фотоэлектронные умножители и микроканальные пластины.

Лит.: Фотоэлектронные приборы, М., 1965; Берковский А. Г., Гаванин В. А., Зайдель И. Н., Вакуумные фотоэлектронные приборы, М., 1976.

КВАРКИ — материальные объекты (частицы), из к-рых, по совр. представлениям, состоят все адроны (барионы и мезоны). Эксперименты на ускорителях элементарных частиц показывают, что сильно взаимодействующие частицы — адроны — обладают определённой структурой, т. е. явл. составными объектами. Представление о К. (и их античастицах — антикварках) возникло первоначально в рамках составных моделей адронов, позволявших описать все наблюдаемые мезоны, барио-

ны и резонансы как различные связанные состояния ограниченного набора составляющих — К. и антикварков. Описание барионов как связанных состояний трёх К. требует, чтобы К. имели спин $1/2$.

Существует, по крайней мере, пять сортов различных К. (см. табл.). Предполагается существование шестого К. — *t*-кварка. К. принято характеризовать т. н. ароматом (странностью, очарованием, красотой, прелестью), т. е. специфич. зарядом (аддитивным квантовым числом, не являющимся источником взаимодействия). Аромат К. переносится на частицы, в состав к-рых входит данный К. Величина этого заряда позволяет классифицировать различные адроны (напр., адроны со странностью -1 , адроны с очарованием $+1$). Поскольку К. и его антикварк имеют все заряды противоположных знаков, в истинно нейтральных мезонах, состоящих из К. и соответствующих антикварков, аромат К. явно не проявляется. Такие мезоны обладают скрытым ароматом. Напр., J/ψ -частица с массой 3,095 ГэВ, состоящая из очарованного *c*-кварка и его антикварка, обладает скрытым чармом (очарованием). В сильных и эл.-магн. взаимодействиях аромат К. сохраня-

Основные характеристики кварков

Обозначение	Название сорта кварка [его аромат]	Электрический заряд	Барионный заряд
<i>d</i>	<i>down</i> — вниз*	$-1/3$	$+1/3$
<i>u</i>	<i>up</i> — вверх*	$+2/3$	$+1/3$
<i>s</i>	<i>strange</i> — странный [странность, $S = -1$]	$-1/3$	$+1/3$
<i>c</i>	<i>charm</i> — очарованный [очарование, $C = +1$]	$+2/3$	$+1/3$
<i>b</i>	<i>beauty</i> — красивый (прелестный) [красота (прелесть), $B = +1$]	$-1/3$	$+1/3$
<i>t</i>	<i>top, truth</i> — верхний**, правдивый	$+2/3$	$+1/3$

* Название аромата отсутствует, и соответствующее аддитивное квантовое число не употребляется.

** Общепринятого названия аромата нет.

ется, т. е. сохраняется полное число К. данного аромата минус число соответствующих антикварков. Поэтому в процессах сильного и эл.-магн. взаи-

модействий — странные, очарованные, красивые и т. п. частицы могут образовываться только парами. Напр., Λ -гиперон, в состав которого входит s -кварк, образуется в адронных столкновениях (процессах сильного взаимодействия) только в паре с $\bar{K}^+$ - или $\bar{K}^0$ -мезонами, в состав которых также входит $\bar{s}$ -кварк. Аромат K может изменяться только в процессах слабого взаимодействия. Напр., в β -распаде нейтрона $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ происходит превращение d -кварка нейтрона в u -кварк конечно-го протона.

Первоначально в составных моделях K выступали скорее как удобный элемент теоретич. описания симметрии адронов и их взаимодействий, нежели как реальные физ. объекты. Вопрос о реальности существования K усложнялся тем, что свободные K не были обнаружены ни в экспериментах на ускорителях, ни в космических лучах. Этот вопрос, по-видимому, разрешается совр. теорией сильного взаимодействия — квантовой хромодинамикой (КХД) (см. *Заряд, Элементарные частицы*). Эта теория основана на предположении, что K каждого сорта (аромата) выступают в трёх различных модификациях, характеризующихся новым специфич. св-вом — т. н. цветом (красным, синим или зелёным). Цвет K явл. строго сохраняющимся зарядом, что позволяет естественным образом ввести взаимодействие между K ., обусловленное наличием у них цветового заряда. Взаимодействие K происходит за счёт обмена квантами цветового поля — глюонами. Напр., красный K ., испуская глюон, превращается в синий K . Поскольку глюоны обладают цветовым зарядом, они сами явл. источником глюонного поля. Это св-во глюонов приводит к специфич. закону изменения взаимодействия K с расстоянием. На малых расстояниях ($\ll 10^{-13}$ см) взаимодействие между K в нуклоне практически отсутствует. С увеличением расстояния между K их цветовое взаимодействие растёт. На расстояниях $\sim 10^{-13}$ см цветовое взаимодействие становится столь сильным, что препятствует дальнейшему увеличению расстояния между K (или глюонами, между которыми действуют те же цветовые силы). Так объясняется связывание или удержание (конфайнмент) K и глюонов в адронах («невыветание» свободных K и глюонов из адронов). Цветовой за-

ряд K (и антикварков), связанных в адроны, полностью экранируется. Адроны явл. белыми (бесцветными — не имеющими цветового заряда) составными частицами.

КХД позволяет описывать не только состояния адронов, но и процессы взаимодействия, в которых они участвуют. При таком описании реакция с участием адрона рассматривается как совокупность кварковых процессов. Предполагая, что кварковые процессы происходят одинаково в различных адронах, можно получить связь между сечениями реакций различных элементарных частиц, которая хорошо согласуется с экспериментальными данными. Согласно КХД, наблюдаемые процессы аннигиляции электронов и позитронов высоких энергий с образованием адронов происходят в два этапа. На первом этапе электрон и позитрон аннигилируют в пару, состоящую из быстрых K и антикварка. На втором этапе в растущем с увеличением расстояния между образовавшимися K и антикварком глюонном поле начинается рождение пар K и антикварков. Начальные K и антикварк, взаимодействуя с вторичными K ., антикварками и глюонами, формируют две струи адронов, сохраняющие направление движения начальных K и антикварка. Наблюдение двух адронных струй на встречных электрон-позитронных пучках может поэтому рассматриваться как доказательство существования K и антикварков.

Ядерная материя как совокупность взаимодействующих K и глюонов может реализовываться в астрофизич. условиях при темп-рах $> 3,5 \cdot 10^{12}$ К (300 МэВ) или при плотностях, превышающих $10^{15} - 10^{16}$ г/см³. Такие условия могут существовать в сверхплотном веществе в недрах нейтронных звёзд и на очень ранних стадиях расширения Вселенной (см. *Модель горячей Вселенной*). Если бы K могли существовать в свободном состоянии, то часть космологич. K могла бы сохраниться во Вселенной к настоящему времени. Расчёты концентрации этих реликтовых свободных K в совр. Вселенной показали, что предположение о возможности существования свободных K противоречит вытекающим из наблюдений ограничениям на их допустимую концентрацию. Этот результат стал одним из важнейших аргументов в пользу

гипотезы об отсутствии K . в свободном состоянии.

В процессах сильного, слабого и эл.-магн. взаимодействий полное число K . (количество K . минус количество антикварков) должно сохраняться вследствие сохранения барионного заряда в этих взаимодействиях. Однако в развивающихся в последнее время моделях единой теории поля предсказывается существование новых типов процессов взаимодействия элементарных частиц, не сохраняющих число K . и, следовательно, барионный заряд. Так, предсказывается процесс $u + u \rightarrow e^+ + \bar{d}$, к-рый может вызывать распад протона с временем жизни $\tau_p > 10^{31}$ лет (см. *Великого объединения модели*).

М. Ю. Хлопов.

КЕПЛЕРА ЗАКОНЫ — три закона движения планет относительно Солнца, установленные эмпирически нем. астрономом И. Кеплером в начале 17 в.

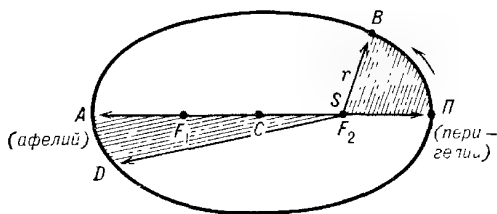
1-й закон: каждая планета движется по эллипсу, в одном из фокусов к-рого находится Солнце. 2-й закон: каждая планета движется в плоскости, проходящей через центр Солнца, причём площадь сектора орбиты, описанная радиусом-вектором планеты, изменяется пропорционально времени. Часто 2-й закон формулируют как закон площадей: радиус-вектор планеты в равные промежутки времени описывает равные площади (рис.). 3-й закон: квадраты периодов обращения планет вокруг Солнца относятся как кубы их ср. расстояний от Солнца.

Если обозначить периоды обращения двух планет через T_1 и T_2 , а их ср. расстояния от Солнца (большие полуоси их орбит) через a_1 и a_2 , то 3-й K . з. можно записать в виде: $T_1^2/T_2^2 = a_1^3/a_2^3$.

K . з. сыграли большую роль в установлении И. Ньютоном закона всемирного тяготения; они вошли в небесную механику в обобщённой и уточнённой форме, в этой форме они применяются при исследовании орбит, описываемых двумя гравитационно связанными небесными телами при отсутствии возмущений со стороны др. тел (в т. н. задаче двух тел). Под действием притяжения Солнца различные тела (планеты, астероиды, кометы, K .А) в зависимости от своей скорости (точнее, полной механич. энергии) могут двигаться как по замкнутым траекториям (окружностям и эллипсам), так и по разомкнутым

траекториям (параболам и гиперболам). Все перечисленные виды траекторий представляют собой т. н. конич. сечения.

Обобщённая формулировка 1-го K . з. такова: траектория тела, движущегося



Орбита планеты Солнечной системы $PBADP$ — эллипс; F_1 и F_2 — фокусы эллипса, в одном из фокусов находится Солнце S ; $SP = SA$ — большая полуось орбиты; r — радиус-вектор планеты; планета проходит отрезки траектории PB и AD за одинаковое время, площади секторов SPB и SAD равны.

в поле тяготения Солнца, представляет собой конич. сечение, в одном из фокусов к-рого находится Солнце. 2-й K . з. явл. следствием центрального характера сил тяготения, действующих между Солнцем и движущимся телом. В дифференциальных ур-ниях относительного движения двух притягивающихся тел входит сумма их масс, и эта сумма появляется в уточнённой Ньютоном формулировке 2-го K . з.: квадраты периодов обращения тел вокруг Солнца, умноженные на сумму масс каждого тела и Солнца, относятся как кубы больших

полуосей орбит:
$$\frac{T_1^2(m_1 + m_\odot)}{T_2^2(m_2 + m_\odot)} = \frac{a_1^3}{a_2^3},$$

где $m_\odot$ — масса Солнца, m_1 и m_2 — массы рассматриваемых тел (планет).

В первом приближении можно пренебречь массами планет (а тем более массами малых тел Солнечной системы) сравнительно с массой Солнца и тогда будет иметь место формулировка 3-го закона, данная Кеплером.

Условием движения тел по замкнутым эллиптич. траекториям вокруг Солнца явл. отрицат. значение полной механич. энергии тела в Солнечной системе; условием движения по разомкнутой траектории и, следовательно, разрыва динамич. связи тела с Солнцем — положит. значение механич. энергии тела. Гиперболич. движение может перейти в эллиптическое только в случае уменьшения по к.-л. причине (напр., влия-

ния третьего тела) полной энергии движущегося тела до отрицательного значения (захват движущегося тела).

КИРХГОФА ЗАКОН ИЗЛУЧЕНИЯ — установлен нем. физиком Г. Р. Кирхгофом в 1859 г., применившим к излучению законы *термодинамического равновесия*. Известно, что всякое тело поглощает часть падающего на него эл.-магн. излучения, другую часть отражает и, вообще говоря, ещё одну часть пропускает. Доля поглощаемого излучения для данной частоты ν эл.-магн. колебаний наз. *поглощательной способностью* тела. Поглощательная способность $a(\nu, T)$ зависит также от темп-ры тела T . В свою очередь, каждое нагретое тело излучает энергию по некому закону $\epsilon_i(\nu, T)$. К. з. и. утверждает, что отношение излучательной способности к поглощательной для всех тел (независимо от их формы, хим. состава, агрегатного состояния, св-в поверхности и т. д.) при данной темп-ре и для данной частоты одинаково:

$$\frac{\epsilon_1(\nu, T)}{a_1(\nu, T)} = \frac{\epsilon_2(\nu, T)}{a_2(\nu, T)} = \dots = \epsilon(\nu, T). \quad (1)$$

Универсальная ф-ция частоты и темп-ры $\epsilon(\nu, T)$ есть излучательная способность *абсолютно чёрного тела*, она определяется *Планка законом излучения*. У абсолютно чёрного тела $a(\nu, T) = 1$, у др. тел $a < 1$, поэтому их излучательная способность на любой частоте и для любой темп-ры меньше, чем у абсолютно чёрного тела при той же частоте и темп-ре.

В астрофизике К. з. и. широко применяется при исследованиях распространения излучения в звёздах и в межзвёздной среде. При этом К. з. и. обычно используется в отличной от (1), т. н. локальной, форме:

$$j_\nu = \alpha_\nu \cdot B_\nu(T), \quad (2)$$

где j_ν — коэфф. излучения (энергия, излучаемая единичным объёмом в единичном интервале частот в единичный телесный угол за ед. времени), α_ν — коэфф. поглощения с учётом вынужденного испускания ($\alpha_\nu = \kappa_\nu \rho = 1/l_\nu$, где ρ — плотность вещества, а κ_ν и l_ν — соответственно непрозрачность и эффективная длина пробега фотонов для частоты ν), $B_\nu(T)$ — интенсивность излучения абсолютно чёрного тела.

Спектр. распределение энергии излучения непрозрачных тел, у к-рых α_ν не зависит от частоты, согласно К. з. и., имеет такой же вид, как и у абсолютно чёрного тела. Такие тела наз. *серыми*. К. з. и. объясняет хорошо известные экспериментальные факты: 1) вещество излучает сильнее на тех частотах, на к-рых сильнее поглощает. 2) хорошо поглощающее тело одновременно явл. интенсивно излучающим.

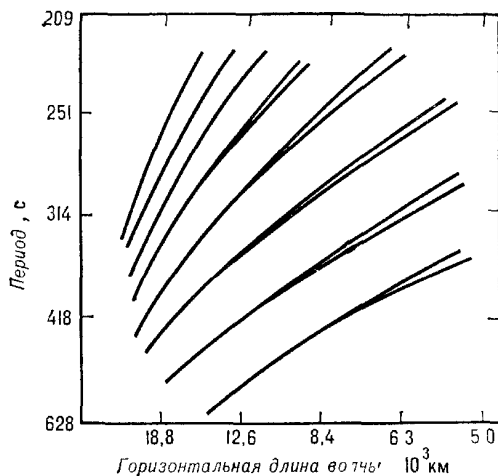
К. з. и. справедлив лишь для *теплого излучения*, к-рое возникает, когда между частицами вещества устанавливается термодинамич. равновесие при определённой, единой для всех компонентов вещества, темп-ре. Напр., для атмосфер звёзд это означает, что распределения электронов и ионов по скоростям должны описываться *Максвелла распределениями* с одинаковой темп-рой, степень ионизации должна определяться *Саха формулой*, заселённости возбуждённых состояний атомов должны соответствовать *Больцмана распределению* и т. д. Однако К. з. и. часто применяют и в тех случаях, когда излучение не находится в равновесии с веществом и его распределение по частотам существенно отличается от планковского. При этом предположение о термодинамич. равновесии между частицами излучающего вещества оказывается хорошим, часто используемым при решении многих астрофизич. задач, приближением. В соответствии со сказанным, К. з. и. широко применяется для исследования переноса энергии излучением внутри звёзд и в их поверхностных слоях, а также при решении различных вопросов, касающихся взаимодействия эл.-магн. излучения с веществом космич. объектов, — во всех тех случаях, когда вещество находится в состоянии термодинамич. равновесия. Однако К. з. и. нельзя применять, напр., к солнечной короне, условия термодинамич. равновесия в к-рой сильно нарушены, он непригоден также для определения излучательных способностей источников нетеплового космич. излучения (синхротронного, мазерного и т. д.). Степень отклонения от К. з. и. может служить мерой отличия излучения космич. объектов от теплового.

Д. К. Надежин.
КОЛЕБАНИЯ И ВОЛНЫ НА СОЛНЦЕ. Предположение о том, что солнечная атмосфера охвачена волновыми движениями, было высказано нем. астроно-

мами Л. Бирманом и М. Шварцшильдом в 1946—48 гг. при объяснении высокой темп-ры *солнечной хромосферы* и *солнечной короны*. В качестве возможного источника их нагрева рассматривалось превращение энергии волновых движений в тепловую. Генерация волн должна происходить в подфотосферных слоях, где существуют мощные турбулентные конвективные движения, создающие акустич. шум. Акустич. теория нагрева короны в дальнейшем не подтвердилась.

Впервые колебания на Солнце обнаружены Р. Лейтоном (США) в 1962 г. по периодич. доплеровским смещениям спектр. линий (см. *Доплера эффект*). Это были пятиминутные колебания (названы по продолжительности их периода). Амплитуда колебаний — от 100—200 м/с в фотосфере до 1—2 км/с в хромосфере. Горизонтальная (вдоль поверхности Солнца) длина волны $\sim 10^3$ — 10^4 км. Мощность колебаний зависит от частоты и горизонтальной длины волны. Спустя примерно 15 лет было установлено, что спектр пятиминутных колебаний состоит из отдельных полос (рис.). Такая структура спектра позволила установить, что пятиминутные колебания — это резонансные колебания верхних слоёв конвективной зоны (см. *Конвекция*). Резонансный слой, или атмосферный волновод, создаётся за счёт того, что выше и ниже некоего уровня в атмосфере Солнца из-за увеличения скорости звука волны отражаются и не могут выйти за пределы этого слоя. Полосы на рис. показывают, при каких именно частотах и длинах волны оказываются запертыми в волноводе. Положение полос в спектре определяется строением конвективной зоны. Т. о., исследования колебаний на Солнце позволили «заглянуть» в недоступные для непосредств. наблюдения подфотосферные слои Солнца. Экспериментально обнаружено, что каждая из полос в спектре пятиминутных колебаний расщепляется на две из-за вращения Солнца. Частота колебаний для неподвижного наблюдателя оказывается различной для волн, бегущих в направлении вращения и против него. Для фиксированной длины волн меньшие периоды соответствуют волнам, бегущим в сторону вращения. Гребни их чаще пробегают через фиксированную точку на диске Солнца, т. к. скорости распространения волн и вра-

щения Солнца складываются. Величина расщепления определяется скоростью вращения Солнца. Поскольку атмосферный волновод для волн различных частот находится на различной глубине, удаётся определить, как изменяется ско-



Зависимость периода колебаний от горизонтальной длины волны для пятиминутных колебаний, захваченных в подфотосферном волноводе. В действительности из-за конечного времени жизни колебаний и неоднородностей в атмосфере эта идеальная картина несколько размывается. Раздвоение при малых длинах волн происходит из-за вращения Солнца.

рость вращения Солнца с глубиной, что очень важно для теории генерации магн. поля Солнца.

В сильных магн. полях активных областей на Солнце атмосферные (акустич. и гравитац.) волны превращаются в магнитоатмосферные, к-рые представляют собой магнитогиродинамич. волны в атмосфере, находящейся в поле тяжести. В *солнечных пятнах* наблюдаются колебания с периодом около трёх мин. Это также резонансные колебания, а резонатором явл. хромосфера над пятном. Строение хромосферы над солнечными пятнами изучено недостаточно, и наблюдение колебаний позволяет уточнить существующие модели. Корона над активными областями состоит из отдельных арок, изогнутых вдоль силовых линий магн. поля. Благодаря вмороженности магн. силовых линий корональные арки, концы к-рых как бы закреплены в хромосфере, могут совершать горизонтальные альвеновские колебания подобно изогнутой упругой струне. Первые наблюде-

ния таких колебаний арок уже удалось провести.

Все перечисленные резонансные колебания в солнечной атмосфере могут возбуждаться волновым шумом из конвективной зоны. Однако установить, существует ли действительно такой источник волн на Солнце, до сих пор не удалось, т. к. резонансные колебания могут возбуждаться и из-за различного рода неустойчивостей.

В тех случаях, когда единый волновой процесс охватывает всё Солнце в целом, говорят о пульсациях (колебаниях) Солнца как звезды. В 1976 г. советские астрономы А. Б. Северный, В. А. Котов и Т. Т. Цап на Крымской астрофизич. обсерватории открыли пульсации Солнца с периодом 2 ч 40 мин. Это открытие вызвало бурные дискуссии учёных, т. к. пульсации оказываются едва уловимыми для самой совершенной аппаратуры. Амплитуда колебаний ≈ 20 км, что составляет $\sim 10^{-3}\%$ диаметра Солнца. Наблюдаются также пульсации Солнца с периодами 20—40 мин и 5 мин. Появилось направление — гелиосейсмология, к-рая занимается исследованием недр Солнца на основе данных о его пульсациях. Нейтринная астрономия и гелиосейсмология сделали возможным экспериментальное исследование солнечных недр, казавшееся ранее фантастическим.

Лит. Гибсон Э., Спокойное Солнце, пер. с англ., М., 1977, Жузда Ю., Лопанс В., Резонансные колебания в солнечных пятнах, пер. с англ., «Письма в Астрономический журнал», 1981, т. 7, № 1, Кокс Дж. П., Теория звездных пульсаций, пер. с англ., М., 1983, Proceedings of the 66th IAU Colloquium Problems in solar and stellar oscillations (1—5 September 1981 Crimean Astrophysical Observatory), Solar Physics, 1983, v. 82, Severny A. B., Kotov V. A., Tsap T. T., «Nature», 1976, v. 259, p. 87. Ю. Д. Жузда

КОМЕТЫ — малые тела Солнечной системы (наряду с астероидами и метеорными телами), движущиеся по сильно вытянутым орбитам и резко меняющие свой вид с приближением к Солнцу. К., находясь вдали от Солнца, выглядят как туманные, слабо светящиеся объекты (размытые диски со сгущением в центре). С приближением К. к Солнцу у неё образуется «хвост», направленный в противоположную от Солнца сторону.

Яркие К. могут иметь неск. хвостов разной длины и цвета, в хвосте могут наблюдаться параллельные полосы,

а вокруг «головы» К. — концентрич. кольца-галосы.

Название «К.» происходит от греч. слова *komētēs*, буквально — длинноволосый (яркие К. похожи на голову с распущенными волосами, рис. 1).

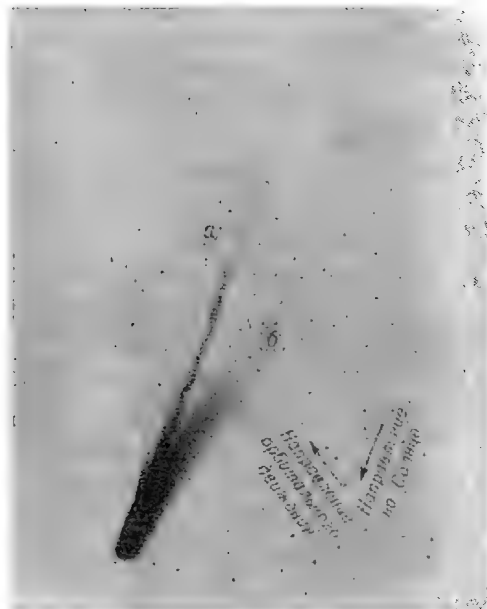


Рис. 1. Фотография кометы Мркоса 1957 V (негатив): а — плазменный прямолинейный хвост, б — широкий газово-пылевой хвост.

Ежегодно открывают 5—10 К. Каждой из них присваивают предварительное обозначение, включающее фамилию открывшего К., год открытия и букву латинского алфавита в порядке открытия. Потом его заменяют окончат. обозначением, включающим год прохождения через перигелий и римскую цифру в порядке дат прохождения через перигелий.

К. наблюдаются тогда, когда небольшое тело — ядро К., напоминающее ком снега, загрязнённый мелкой пылью и более крупными твёрдыми частицами, приближается к Солнцу ближе 4—6 а. е., нагревается его лучами и начинает выделять газы и пылевые частицы. Газы и пыль создают вокруг ядра туманную оболочку (атмосферу К.), называемую комой, яркость к-рой быстро убывает к периферии. Атмосфера К. непрерывно рассеивается в пространство и существует лишь тогда, когда газы и пыль выделяются из ядра. У многих К. в центре комы вид-

но звездообразное ядро, являющееся плотной частью атмосферы, скрывающей истинное (твёрдое) ядро, практически недоступное наблюдениям. Видимое ядро вместе с комой составляет голову К. (рис. 2). Со стороны Солнца

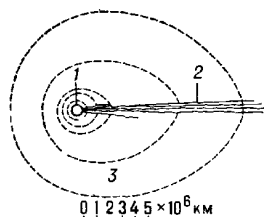


Рис. 2. Схематическое изображение кометы: 1 — головка, 2 — хвост, 3 — атмосфера.

голова К. имеет форму параболы или лепной линии, что объясняется постоянным действием давления света и солнечного ветра на атмосферу К. Хвосты К. состоят из ионизованных газов и пыли, уносимых в направлении от Солнца (пыль — в основном под воздействием светового давления, а ионизованные газы — в результате взаимодействия с солнечным ветром). Крупные твёрдые частицы под действием светового давления приобретают малые ускорения и, обладая малыми скоростями относительно ядра (вследствие слабого увлечения их газами), постепенно распространяются вдоль орбиты К., образуя метеорный рой. Нейтральные атомы и молекулы испытывают лишь незначит. световое давление и поэтому рассеиваются почти равномерно во все стороны от ядра К.

По мере приближения К. к Солнцу и усиления нагрева ядра резко усиливается интенсивность выделения газов и пыли, что проявляется в быстром нарастании блеска К. и увеличении яркости хвостов. При удалении К. от Солнца их блеск быстро убывает. Если аппроксимировать изменение блеска головы К. законом $1/r^n$ (r — расстояние от Солнца), то в среднем $n \approx 4$ (у отдельных К. наблюдаются значит. отклонения от этого закона). На плавное изменение блеска головы К., связанное с изменениями r , накладываются колебания блеска и яркие вспышки, вызванные «взрывным» выбросом вещества кометных ядер при резком усилении потоков частиц солнечного происхождения.

Поперечники ядер К. составляют, предположительно, 0,5—20 км, и, следовательно, при плотности ~ 1 г/см³ их

массы заключены в пределах 10^{14} — 10^{19} г.

Однако изредка появляются К. со значительно большими ядрами. Многочисленные ядра, меньшие 0,5 км, порождают слабые К., практически недоступные наблюдениям. Видимые поперечники голов К. составляют 10^4 — 10^6 км, изменяясь с расстоянием от Солнца. У нек-рых К. макс. размеры головы превышали размеры Солнца. Ещё большие размеры (свыше 10^7 км) имеют оболочки из атомарного водорода вокруг головы, существование к-рых удалось установить по наблюдениям в спектр. линии L_α при внеатмосферных исследованиях К. Как правило, хвосты бывают менее яркими, чем голова, и поэтому их удаётся наблюдать не у всех К. Длина их видимой части составляет 10^6 — 10^7 км, т. е. обычно они погружены в водородную оболочку (рис. 2). У нек-рых К. хвост удавалось проследить до расстояний свыше 10^8 км от ядра. В головах и хвостах К. вещество крайне разрежено; несмотря на гигантский объём этих образований, практически вся масса К. сосредоточена в её твёрдом ядре.

Ядра К. состоят в основном из водяного льда (снега) и льда (снега) из CO или CO₂ с примесью льдов др. газов, а также значит. количеств летучих (каменистых) веществ. По-видимому, важным компонентом ядер явл. клатраты, т. е. льды, кристаллич. решётка к-рых включает атомы и молекулы др. веществ. Судя по обилию хим. элементов в веществе К., ядра К. должны состоять (по массе) прибл. из $2/3$ льдов и $1/3$ каменистых веществ. Присутствие в каменистом компоненте ядер К. некоторого количества радиоактивных элементов должно было привести в далёком прошлом к нагреву их недр на неск. дес. кельвинов. В то же время присутствие в ядрах К. весьма летучих льдов показывает, что их внутр. темп-ра никогда не превышала ~ 100 К. Т. о., ядра К. явл., по-видимому, наименее изменёнными образчиками первичного вещества Солнечной системы. В связи с этим обсуждаются и подготавливаются проекты прямого исследования вещества и структуры К. при помощи автоматического КА.

Активность ядер К. на расстояниях, меньших 2—2,5 а. е. от Солнца, связана с сублимацией водяного льда, а на больших расстояниях — с сублимацией льда

из CO_2 и др. более летучих льдов. На расстоянии 1 а. е. от Солнца скорость сублимации водяного компонента $\sim 10^{18}$ молекул/(см²·с). У К. с перигелиями около земной орбиты за одно приближение к Солнцу теряется наружный слой ядра толщиной в неск. м (у К., пролетающих через солнечную корону, может теряться слой в сотни м).

Длительное существование ряда периодич. К., многократно пролетавших вблизи Солнца, объясняется, по-видимому, незначит. потерей вещества при каждом пролёте (из-за образования пористого теплоизолирующего слоя на поверхности ядер или наличия в ядрах тугоплавких веществ).

Предполагается, что ядра К. включают глыбы различного состава (макробрекциевая структура), обладающие разной летучестью, что может приводить, в частности, к появлению струйных истечений, замеченных вблизи нек-рых ядер.

При сублимации льдов с поверхности ядра К. отделяются не только каменистые частицы, но и ледяные частицы, испаряющиеся затем во внутр. частях головы. Нелетучие пылинки образуются, по-видимому, также в ближайших окрестностях ядра в результате конденсации атомов и молекул нелетучих веществ. Пылевые частицы просто отражают и рассеивают солнечный свет, что даёт непрерывный компонент спектров К. При малом выделении пыли непрерывный спектр наблюдается лишь в центральной части головы К., а при обильном её выделении — почти во всей голове и в хвостах нек-рых типов (см. ниже).

Атомы и молекулы, находящиеся в головах и газовых хвостах К., поглощают кванты солнечного света и затем переизлучают их (резонансная флуоресценция). Нейтральные (по-видимому, сложные) молекулы, сублимирующие из ядра, не обнаруживают себя в оптич. области спектра. Когда же они распадаются под действием солнечного света (фотодиссоциация), то излучение нек-рых из их обломков приходится на оптич. участок спектра. Изучение оптич. спектров К. показало, что в головах присутствуют следующие нейтральные атомы и молекулы (точнее, химически неустойчивые радикалы): С, C_2 , C_3 , СН, CN, CO, CS, HCN, CH_3CN ; Н, О, OH, HN, H_2O , NH_2 ; присутствуют также ионы CO^+ , CH^+ , CN^+ , OH^+ ,

CO_2^+ , H_2O^+ и др. Характер спектра К. меняется с приближением их к Солнцу. У К., находящихся на расстояниях от Солнца $r > 3-4$ а. е., спектр непрерывный (солнечное излучение на таких расстояниях не может возбудить значит. количество молекул). Когда К. пересекает пояс астероидов ($r \approx 3$ а. е.), в её спектре появляется эмиссионная полоса молекулы CN с $\lambda = 3883 \text{ \AA}$. При $r \approx 2$ а. е. возбуждаются и начинают излучать молекулы C_3 и NH_2 , при $r \approx 1,8$ а. е. в спектре появляются полосы углерода. На расстоянии орбиты Марса ($r \approx 1,5$ а. е.) в спектре голов К. наблюдаются линии OH, NH, CH и др., а в хвостах — линии ионов CO^+ , CO_2^+ , CH^+ , OH^+ , H_2O^+ и др. При пересечении орбиты Венеры (на расстояниях К. от Солнца, меньших 0,7 а. е.) появляются линии Na, из к-рого иногда образуется самостоятельный хвост. В редких К., исключительно близко подлетавших к Солнцу (напр., К. 1882 II и 1965 VIII), происходила сублимация каменистых пылинок и наблюдались спектр. линии металлов Fe, Ni, Cu, Co, Cr, Mn, V. При наблюдениях кометы Когоутека 1973 XII и кометы Брэдфилда 1974 III удалось обнаружить линии радиоизлучения ацетилнитрила (CH_3CN , $\lambda = 2,7 \text{ мм}$), синильной кислоты (HCN, $\lambda = 3,4 \text{ мм}$) и воды (H_2O , $\lambda = 13,5 \text{ мм}$) — молекул, непосредственно выделяющихся из ядра и представляющих собой некоторые из родительских молекул (по отношению к атомам и радикалам, наблюдающимся в оптической области спектра). В сантиметровом диапазоне наблюдались радиолнии радикалов СН ($\lambda = 9 \text{ см}$) и OH ($\lambda = 18 \text{ см}$).

Радиоизлучение нек-рых из этих молекул обусловлено их тепловым возбуждением (столкновениями молекул в околоядерной области), тогда как у других (напр., у гидроксила OH) оно, по-видимому, имеет мазерную природу (см. *Мазерный эффект*). В хвостах К., направленных почти прямо от Солнца, наблюдаются ионизованные молекулы CO^+ , CH^+ , CO_2^+ , OH^+ , т. о., эти хвосты явл. плазменными. При наблюдениях спектра хвоста кометы Когоутека 1973 XII удалось отождествить линии H_2O^+ . Излучение ионизованных молекул возникает на расстоянии $\sim 10^3 \text{ км}$ от ядра.

Согласно классификации хвостов К., предложенной во 2-й половине 19 в. Ф. А. Бредихиным, они подразделяются на три типа: хвосты I типа направлены почти прямо от Солнца; хвосты II типа изогнуты и отклоняются от продолженного радиуса-вектора назад по отношению к орбитальному движению К.; хвосты III типа — короткие, почти прямые, с самого начала отклонённые в сторону, противоположную орбитальному движению. При некоторых взаимных расположениях Земли, К. и Солнца хвосты II и III типов могут проецироваться на небо в направлении к Солнцу, образуя хвост, называемый аномальным. Если вдобавок Земля в это время находится вблизи плоскости кометной орбиты, то в виде тонкой пикой виден слой крупных частиц, покидающих ядро с малыми относительными скоростями и поэтому распространяющимися вблизи плоскости орбиты К. Объяснение физ. причин, приводящих к появлению хвостов разных типов, существенно изменилось со времён Бредихина. По совр. данным, хвосты I типа явл. плазменными: они образованы ионизованными атомами и молекулами, к-рые со скоростями в десятки и сотни км/с уносятся от ядра под действием солнечного ветра. Вследствие изотропного выделения плазмы из околоядерной области К., а также вследствие неустойчивостей плазмы и неоднородностей солнечного ветра, хвосты I типа имеют струйчатое строение. Они имеют почти цилиндрич. форму [поперечник $(2-3) \cdot 10^4$ км] с концентрацией ионов $\sim 10^8$ см⁻³. Угол, на к-рый отклоняется хвост I типа от линии Солнце — К., зависит от скорости $v_{\text{св}}$ солнечного ветра и от скорости орбитального движения К. Наблюдения кометных хвостов I типа позволили определить скорость солнечного ветра до расстояний в неск. а. е. и вдали от плоскости эклиптики. Теоретич. рассмотрение обтекания К. солнечным ветром позволило сделать вывод, что в голове К. на стороне, обращённой к Солнцу, на расстоянии $\sim 10^5$ км от ядра должен находиться переходный слой, разделяющий плазму К. от плазмы солнечного ветра, а на расстоянии $\sim 10^6$ км — ударная волна, разделяющая область сверхзвукового течения солнечного ветра от прилегающей к голове К. области дозвукового турбулентного течения.

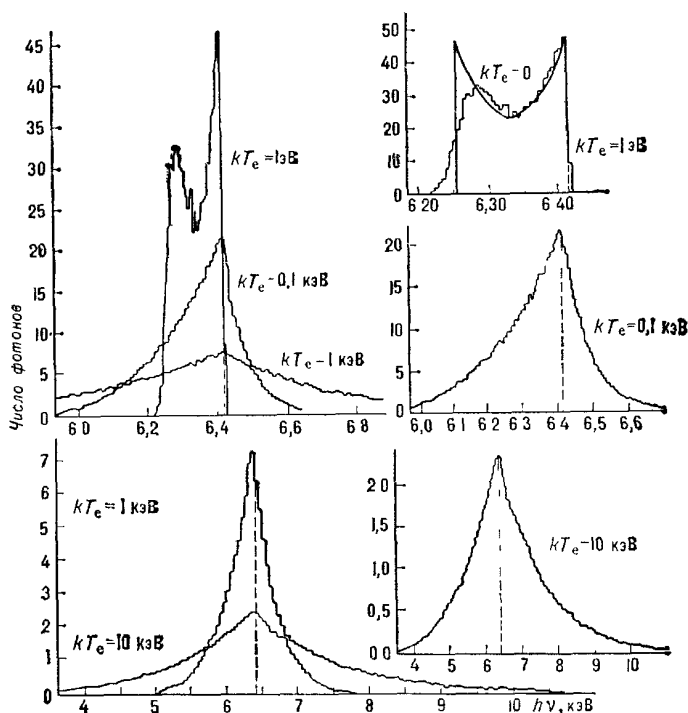
Хвосты II и III типов — пылевые; непрерывно выделяющиеся из ядра пылинки образуют хвосты II типа, хвосты III типа появляются в тех случаях, когда из ядра одновременно выделяется целое облако пылинок. Пылинки разных размеров получают различное ускорение под действием светового давления, и потому такое облако растягивается в полосу — хвост К. Двух- и трёхатомные радикалы, наблюдающиеся в голове К. и ответственные за резонансные полосы в видимой области спектра К. (в области максимума солнечного излучения), получают под действием светового давления ускорение, близкое к ускорению мелких пылинок. Поэтому эти радикалы начинают двигаться в направлении хвоста II типа, но не успевают далеко продвинуться вдоль него вследствие того, что время их жизни (до фотодиссоциации или фотоионизации) $\sim 10^6$ с.

К. явл. членами Солнечной системы и, как правило, движутся вокруг Солнца по вытянутым эллиптич. орбитам различных размеров, произвольно ориентированным в пространстве. Размеры орбит большинства К. в тысячи раз больше поперечника планетной системы. Вблизи афелиев своих орбит К. находятся большую часть времени, так что на далёких окраинах Солнечной системы существует облако К. — т. н. облако Оорта. Его происхождение связано, по-видимому, с гравитац. выбросом ледяных тел из зоны планет-гигантов во время их образования (см. *Происхождение Солнечной системы*). Облако Оорта содержит $\sim 10^{11}$ кометных ядер. У К., удаляющихся до периферич. частей облака Оорта (их расстояния от Солнца могут достигать 10^5 а. е., а периоды обращения вокруг Солнца — 10^6-10^7 лет), орбиты меняются под действием притяжения ближайших звёзд. При этом некоторые К. приобретают параболич. скорость по отношению к Солнцу (для столь далёких расстояний $\sim 0,1$ км/с) и навсегда теряют связь с Солнечной системой. Другие (очень немногие) приобретают при этом скорости ~ 1 м/с, что приводит к их движению по орбите с перигелием вблизи Солнца, и тогда они становятся доступными для наблюдений. У всех К. при их движении в области, занятой планетами, орбиты изменяются под действием притяжения планет. При этом среди К., пришедших с периферии облака

Оорта, т. е. движущихся по квазипараболич. орбитам, около половины приобретает гиперболич. орбиты и теряется в межзвёздном пространстве. У других, наоборот, размеры орбит уменьшаются, и они начинают чаще возвращаться к Солнцу. Изменения орбит бывают особенно велики при тесных сближениях К. с планетами-гигантами. Известно ~ 100 короткопериодич. К., к-рые приближаются к Солнцу через неск. лет или десятков лет и поэтому сравнительно быстро растрачивают вещество своего ядра. Большинство таких К. относится к семейству Юпитера, т. е. они приобрели свои совр. небольшие орбиты в результате сближения с ним.

Орбиты К. скрещиваются с орбитами планет, поэтому изредка должны происходить столкновения К. с планетами. Часть кратеров на Луне, Меркурии, Марсе и др. телах образовалась в результате ударов ядер К.

Рис. 1. Профиль рентгеновской линии железа $h\nu_0 \approx 6,4$ кэВ после одного рассеяния фотонов на тепловых электронах с заданной температурой T_e . По вертикальной оси — число фотонов в единичном интервале энергий, по горизонтальной — энергия фотонов (кэВ). Ступенчатость кривых обусловлена методом расчёта Монте-Карло.



Тунгусское явление (взрыв тела, влетевшего в атмосферу из космоса, на Подкаменной Тунгуске в 1908 г.), возможно, также было вызвано столкновением Земли с небольшим кометным ядром.

Лит.: Орлов С. В., О природе комет, М., 1960; Добровольский О. В., Кометы, метеоры и зодиакальный свет, в кн.: Курс астрофизики и звездной астрономии, т. 3, М., 1964; его же, Кометы, М., 1966; Уилл Ф. Л., Кометы, в кн.: Космохимия Луны и планет, М., 1975; Чурюмов К. И., Кометы и их наблюдение, М., 1980; То м и т а К о и т и р о, Беседы о кометах, пер. с япон., М., 1982.

Б Ю Левин.

КОМПТОНА ЭФФЕКТ — см. *Комptonовское рассеяние*.

КОМПТОНИЗАЦИЯ — изменение частоты фотонов в результате многократных комптоновских рассеяний на теп-

ловых (т. е. с *Максвелла распределением* по энергиям) электронах. К. явл. важнейшим механизмом обмена энергией между плазмой и излучением в ранней Вселенной и в компактных рентг. источниках. К. в тепловой плазме может приводить к характерным степенным спектрам рентгеновского излучения, наблюдаемым в таких объектах, как Лебедь X-1, квазары и ядра галактик.

Изменение энергии и импульса фотона в результате одного рассеяния описывается ф-лами, приведёнными в ст. *Комptonовское рассеяние*. На рис. 1 показаны результаты расчёта спектра фотонов монохроматич. линии с $h\nu_0 \approx 6,4$ кэВ $\ll m_e c^2$, испытавших одно рассеяние на тепловых электронах. Видно, что при низких тем-рах электронов T_e фотоны из-за эффекта отдачи сдвигаются в сторону низких частот, отдавая свою энергию электронам. Симметричная двугорбая кривая, соответствующая $kT_e = 0$, отражает свойства рэлеевской индикатрисы рассеяния (вероятность рассеяния максимальна для рассеяния вперёд и назад). При рассеянии вперёд изменение частоты минимально, а при рассеянии назад — мак-

симально. Уже для $kT_e = 1$ эВ становится заметным влияние Доплера эффекта на профиль линии. При дальнейшем повышении T_e эффект Доплера уширяет линию, но её «центр тяжести» по-прежнему смещается в сторону низких частот. И лишь при $kT_e > 1/4 h\nu_0$ правое крыло линии после рассеяния становится мощнее левого, т. е. электроны в среднем передают свою энергию эл.-магн. излучению, охлаждаясь при этом.

Изменение частоты фотонов с $h\nu \ll m_e c^2$ при рассеянии на тепловых электронах с $kT_e \ll m_e c^2$ очень мало, но многократное повторение рассеяний и малого обмена энергией между электронами и фотонами приводит к значит. эффектам. В результате $m_e c^2 / h\nu_0$ рассеяний на холодных электронах фотон может потерять (передать электронам) значит. часть своей энергии. Достаточно примерно $m_e c^2 / 4kT_e$ рассеяний низкочастотного фотона с начальной энергией $h\nu_0$ на горячих ($kT_e \gg h\nu_0$) электронах, чтобы его энергия стала порядка kT_e . При этом электроны охлаждаются.

К. в компактных источниках рентгеновского излучения. В компактных рентг. источниках спектр излучения обычно формируется в облаке высокотемпературной плазмы сравнительно малой оптической толщи по томсоновскому рассеянию $\tau_T \sim 1-10$. Источниками низкочастотных фотонов в облаке плазмы могут быть: излучение более плотных облаков, собственное тормозное излучение, циклотронное излучение электронов в сильном магн. поле, двойной комптон-эффект, а также излучение внеш. источников. Эти фотоны диффундируют в облаке. В среднем они испытывают в нём примерно $\bar{n} \sim \tau_T^2$ рассеяний, но существует конечная вероятность $P(u) \sim \exp(-u/\bar{n})$ испытать намного большее число рассеяний u , чем среднее ($\bar{n}$), и сильно изменить свою энергию вследствие К.

Механизм увеличения энергии фотонов напоминает статистический ме-

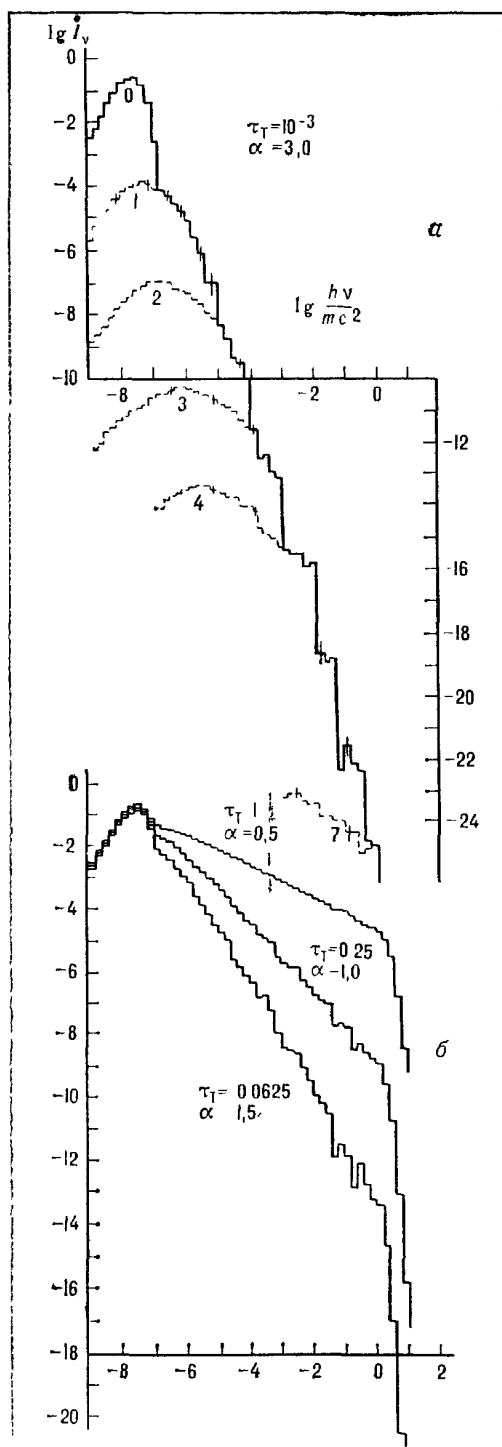


Рис. 2. Формирование степенного спектра излучения (сплошная линия, I_v — относительная интенсивность) при рассеянии низкочастотных фотонов с $h\nu_0 = 10^{-8} m_e c^2$ на тепловых электронах с $kT_e = 0,5 m_e c^2 = 250$ кэВ. Показаны вклады отдельных рассеяний (прерывистые линии, цифры рядом с ними — число рассеяний) в облаке плазмы с $\tau_T = 10^{-3}$ (а). Наклон спектра тем меньше, чем больше оптическая толщина облака τ_T (б).

ханизм ускорения космических лучей, предложенный Ферми. И в том и в другом случае формируется степенной спектр (в одном случае — излучения, в другом — космич. лучей). На рис. 2 показано, как в результате многократных рассеяний низкочастотных фотонов на тепловых электронах формируется степенной спектр (т. е. интенсивность излучения $I_\nu \sim \nu^{-\alpha}$, где α — спектр. индекс). Лишь тысячная доля фотонов испытывает одно рассеяние в облаке, миллионная — два, миллиардная — три. Спектр, формирующийся в результате индивидуального рассеяния, имеет характерный экспоненциальный завал (уменьшение интенсивности), но результирующий спектр — сумма всех рассеяний — оказывается степенным.

Энергия фотонов увеличивается за счёт эффекта Доплера до тех пор, пока $h\nu < 4 kT_e$; при $h\nu > 4 kT_e$ доминирует эффект отдачи. Совместное действие двух эффектов формирует при $h\nu > 3 kT_e$ виновский завал спектра $I_\nu \sim \nu^3 \exp(-h\nu/kT_e)$. В области $h\nu_0 < h\nu < kT_e$ (где ν_0 — характерная частота низкочастотных фотонов источника) спектр излучения, выходящего из источника, явл. степенным с

$$\alpha = -3/2 + \sqrt{9/4 + \delta},$$

$$\text{где } \delta = \pi^2 m_e c^2 / [3 k T_e (\tau_T + 2/3)].$$

Теоретич. спектр, формирующийся в результате К., прекрасно согласуется с наблюдаемым жёстким спектром рентг. излучения от источника Лебедь X-1 — известного кандидата в чёрные дыры (рис. 3). Сравнение данных наблюдений с теорией позволило определить темп-ру электронов $kT_e = 26,5$ кэВ в зоне аккреционного диска, где формируется рентг. излучение, и оптич. толщ. диска относительно томсоновского рассеяния $\tau_T = 4$. Т. о., поверхностная плотность вещества в диске оказалась 10 г/см². К. излучения в аккреционных дисках сопровождается характерной линейной поляризацией жёсткого рентг. излучения. Степень поляризации зависит лишь от τ_T и угла наклона диска.

Эффекты, подобные К., имеют место и при многократных рассеяниях в облаках релятивистских электронов. В случае многократных рассеяний фотонов в облаке релятивистских электронов с максвелловским распределением

по энергиям спектр излучения в зоне $h\nu < kT_e$ также оказывается степенным со спектр. индексом

$$\alpha = -\lg \tau_T / \lg [12(kT_e/m_e c^2)^2].$$

Если ультрарелятивистские электроны распределены по степенному закону с обрезанием со стороны низких энергий: $dN_e = K \gamma^{-\beta} \exp(-\gamma_0/\gamma) d\gamma$ (N_e — концентрация электронов, $\gamma = [1 - (v/c)^2]^{-1/2}$, v — скорость электронов,

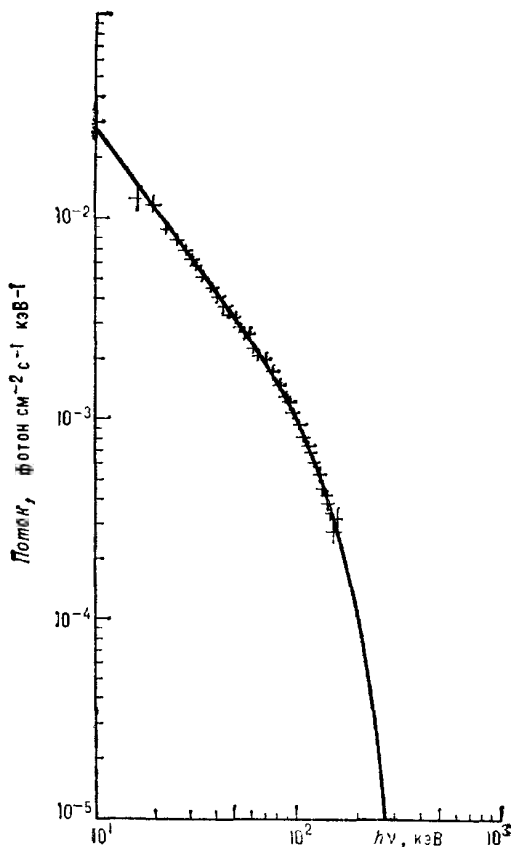


Рис. 3. Спектр излучения источника Лебедь X-1, экспериментальные точки получены при балонных наблюдениях. Сплошная кривая построена в соответствии с теорией комптонизации для $\delta = 2$, $\alpha = 0,57$ и $kT_e = 26,5$ кэВ.

К, γ_0 и β — константы), то многократные рассеяния низкочастотных фотонов на электронах с энергиями $\sim \gamma_0 m_e c^2$ (такие электроны дают осн. вклад в τ_T) могут (даже при $\tau_T \ll 1$) существенно влиять на спектр излучения (рис. 4). Этот механизм может играть важную роль на

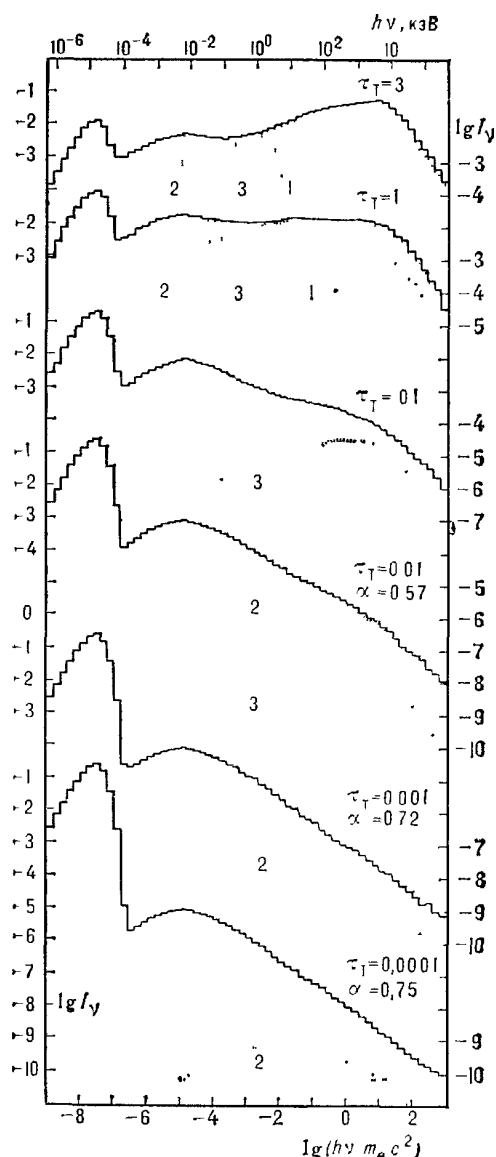


Рис. 4. Спектры, формирующиеся в результате многократных рассеяний фотонов ($h\nu_0/m_e c^2 \approx 10^{-8}$) в облаке ультрарелятивистских электронов со степенным распределением по энергиям ($\gamma_0 = 30$, $\beta = 2.5$). Сплошные кривые — результирующие спектры, прерывистые — спектры фотонов. Испытавших одно, два или три рассеяния. Нижний спектр — результат однократного рассеяния (вклад второго рассеяния мал). По мере увеличения τ_T возрастает вклад многократных рассеяний. I_ν — интенсивность в условных единицах.

начальных стадиях расширения облаков релятивистских электронов в ядрах галактик и квазаров.

К. в ранней Вселенной. В бесконечной однородной среде, заполненной горячими электронами (напр., межгалактич. газ) и низкочастотным излучением (напр., микроволновым фоновым излучением), характерное время охлаждения нерелятивистских электронов за счёт К. $t_K = (3/8)m_e c / \sigma_T \mathcal{E}_r$ не зависит ни от темп-ры, ни от плотности электронов, а явл. функцией лишь плотности энергии излучения $\mathcal{E}_r$ (σ_T — томсоновское сечение рассеяния). В ранней Вселенной время выравнивания темп-р вещества и излучения (T_r) много меньше времени расширения Вселенной, поэтому эти температуры были равны с очень высокой точностью.

Ни тормозные процессы, ни К. в плазме с $T_e = T_r$ не могут нарушить планковского вида спектра. В ходе расширения Вселенной спектр остаётся планковским, уменьшаются лишь темп-ра, плотность энергии излучения и плотность фотонов. Возникает естественный вопрос, на какой стадии расширения Вселенной мог быть сформирован наблюдаемый планковский спектр микроволнового фонового излучения? Действительно, многие космологич. модели предсказывают мощное энерговыделение в ранней Вселенной, связанное с диссипацией энергии турбулентных движений, аннигиляцией вещества и антивещества, испарением первичных чёрных дыр, распадом нестабильных элементарных частиц и т. д. Такое энерговыделение могло привести к сильным отклонениям спектра излучения от планковского. Тормозные процессы могли установить планковский спектр лишь при красном смещении $z > 10^9$. Комптонизация же совместно с тормозными процессами может сформировать планковский спектр при $z \geq 10^7$.

Комптовское рассеяние сохраняет число фотонов и лишь перераспределяет их по спектру. Поэтому К. в газе с заданной T_e не может сформировать планковский спектр излучения даже за бесконечное время. За время $t \sim m_e c / (4\sigma_T N_e k T_e)$ формируется характерное равновесное распределение Бозе — Эйнштейна фотонов по частоте со спектра. плотностью энергии

$$\mathcal{E}_\nu = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \left(e^{\frac{h\nu - \mu}{kT}} - 1 \right)^{-1},$$

где μ — химич. потенциал, характеризующий недостаток числа фотонов по сравнению с планковским спектром. Если планковский спектр ($\mu = 0$) полностью определяется темп-рой, то распределение Бозе — Эйнштейна определяется темп-рой и числом фотонов. При сильном недостатке фотонов ($\mu \gg 1$)

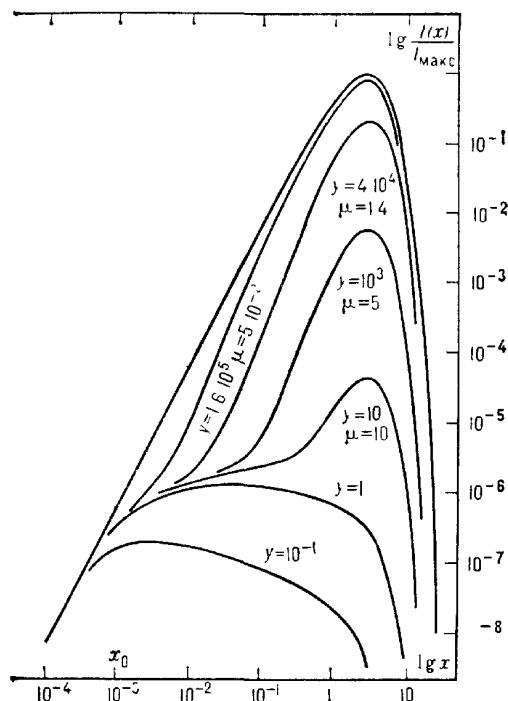


Рис. 5. Формирование планковского спектра при совместном действии тормозных и комптоновских процессов. По вертикальной оси отложен логарифм относительной интенсивности, по горизонтальной — логарифм величины $x = h\nu/kT_e$. У кривых приведены значения химического потенциала μ и безразмерного времени $y = kT_e\sigma_T N_e c t / m_e c^2$. При $y < 10^{-1}$ влияние комптонизации на спектр тормозного излучения мало.

распределение Бозе — Эйнштейна вырождается в распределение Вина:

$$\mathcal{E}_\nu = A\nu^3 e^{-h\nu/kT}, \quad A = \frac{8\pi h}{c^3} e^{-\mu/kT}.$$

В плотной холодной плазме эффективным механизмом обмена энергией между плазмой и излучением явл. тормозное излучение и поглощение фотонов, требующее попарных столкновений электронов и ионов. К. доминирует в разреженной высокотемпературной плазме. Однако сколь бы ни была

разрежена плазма, на достаточно низких частотах тормозное рождение фотонов успевает поддерживать планковский спектр излучения. К. отводит фотоны из этой области в зону $h\nu \sim 3kT_e$, формируя характерный виновый спектр. Т. о., пространственная плотность фотонов нарастает со временем, химич. потенциал уменьшается, спектр становится всё ближе к планковскому (рис. 5). Этот механизм и формирует планковский спектр излучения в ранней Вселенной и замыкает любые отклонения от него при красном смещении $z > 10^7$ в тех условиях, когда ни один другой процесс не успевает его сформировать за космологич. время. Он оказывается в сотни и тысячи раз более эффективным, чем отдельно взятое тормозное излучение.

В экстремально разреженной плазме низкочастотные фотоны эффективно рождаются и в результате действия двойного комптон-эффекта. К. фотонов, рождённых вследствие двойного комптон-эффекта, также способствует установлению планковского спектра излучения в ранней Вселенной.

Лит.: Компанеец А. С., «ЖЭТФ», 1956, т. 31, с. 876; Sunyaev R. A., Zel'dovich Ya. B., «Ann. Rev. Astron. and Astrophys.», 1980, v. 18, p. 537; Sunyaev R. A., Titarchuk L. G., «Astron. and Ap», 1980, v. 86, p. 121; Поздняков Л. А., Соболев И. М., Сюняев Р. А., в сб.: Советские научные обзоры. Астрофизика и космическая физика, т. 2, 1983, с. 189; Harwood academic publishers, N. Y., на рус. яз. в сб.: Итоги науки и техники. Сер. Астрономия, т. 21 1982, с. 238. Р. А. Сюняев.

КОМПТОНОВСКАЯ ДЛИНА ВОЛНЫ — величина размерности длины, характерная для релятивистских квантовых процессов; выражается через массу m частицы и универсальные постоянные h и c : $\lambda_C = h/mc$. Для электрона $\lambda_C = 2,4263 \cdot 10^{-10}$ см, для протона $\lambda_C = 1,3214 \cdot 10^{-13}$ см. К. д. в. называют также величину $\lambda_C = \lambda_C/2\pi$. Название К. д. в. связано с тем, что величина λ_C определяет увеличение длины волны эл.-магн. излучения при комптоновском рассеянии на покоящейся частице.

К. д. в. определяет масштаб пространств. неоднородностей полей, при к-рых становятся существенными квантовые релятивистские процессы. Напр., в случае эл.-магн. поля с неоднородностями меньше К. д. в. электрона, энергия фотонов $\varepsilon = h\nu$ ($\nu = c/\lambda$ — частота фотонов) оказывается больше энергии

покоя электрона $m_e c^2$ и, следовательно, в этом поле становится возможным рождение электрон-позитронных пар.

К. д. в. определяет также расстояние, на которое может удалиться виртуальная частица с массой m от точки своего рождения. Поэтому радиус действия ядерных сил (переносчиком к-рых явл. в основном виртуальные л-мезоны — самые лёгкие из сильно взаимодействующих частиц) по порядку величины равен К. д. в. л-мезона ($\sim 10^{-13}$ см).

В. И. Григорьев.

КОМПТОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ — упругое рассеяние фотона на свободном электроне. К. р. определяет непрозрачность вещества для жёстких (высокоэнергичных) рентгеновских и гамма-лучей. Оно играет важную роль в атмосферах нейтронных звёзд, в рентг. источниках, в недрах звёзд. Частным случаем К. р. в пределе низкочастотных фотонов и малоэнергичных электронов явл. *томсоновское рассеяние*. Рассеяние фотона на покоящемся электроне в силу законов сохранения энергии и количества движения сопровождается уменьшением энергии фотона и передачей её электрону. Это явление было экспериментально открыто в 1922 г. амер. физиком А. Комптоном, исследовавшим рассеяние рентг. лучей в графите, и известно как эффект Комптона (комpton-эффект), или эффект отдачи. Рассеяние низкочастотных фотонов на ультрарелятивистских электронах приводит к увеличению (во много раз) энергии фотонов — т. н. обратный комpton-эффект. Обратный комpton-эффект явл. одним из важнейших механизмов формирования спектров рентгеновского и гамма-излучения астрономич. объектов.

Сечение К. р. (сечение Клейна — Нишины — Тамма) зависит от параметра $x = (2h\nu/m_e c^2)\gamma(1 - \mu v/c)$, где ν — частота фотона до рассеяния, μ — косинус угла Θ между направлениями распространения фотона и электрона до рассеяния, v — скорость электрона до рассеяния, $\gamma = [1 - (v/c)^2]^{-1/2}$ — лоренц-фактор электрона. Эта зависимость приведена на рис. 1. В случае рассеяния на покоящемся электроне $x = 2h\nu/m_e c^2$. В нерелятивистском пределе (при $x \ll 1$) сечение σ медленно уменьшается: $\sigma = \sigma_T(1 - x)$. В ультрарелятивистском пределе ($x \gg 1$) оно быстро убывает с ростом x :

$\sigma = (3/4)\sigma_T x^{-1}(\ln x + 1/2)$. Т. о., для низкочастотных фотонов сечение рассеяния равно сечению томсоновского рассеяния $\sigma_T = (8\pi/3)(e^2/m_e c^2)^2 = 6,65 \times 10^{-25}$ см². При рассеянии на покоящихся электронах индикатриса рассеяния низкочастотных фотонов рэлеевская (см. *Рэлеевское рассеяние*). При $h\nu \gtrsim m_e c^2$ увеличивается вероятность рассеяния вперёд, т. е. в направлении распространения фотона (см. рис. 1 в ст. *Взаимодействие излучения с веществом*).

Как и томсоновское рассеяние, К. р. может приводить к заметным поляризац. эффектам.

В процессе К. р. изменяются частота фотона и энергия электрона. Частота фотона после рассеяния

$$\nu' = \nu \frac{1 - \mu' \frac{v}{c}}{1 - \mu' \frac{v}{c} + \frac{h\nu}{\gamma m_e c^2}(1 - \cos \alpha)}, \quad (1)$$

где μ' — косинус угла Θ' между направлениями распространения фотона после рассеяния и электрона до рассея-

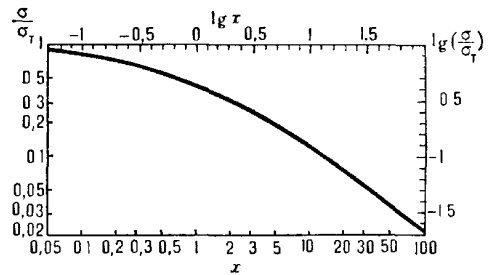


Рис. 1. Зависимость сечения комптоновского рассеяния σ от параметра $x = (2h\nu/m_e c^2) \times \gamma(1 - \mu v/c)$. Сечение нормировано на σ_T .

ния, α — угол рассеяния (угол между направлениями распространения фотона до и после рассеяния, рис. 2). При рассеянии на покоящемся электроне (эффект Комптона)

$$\nu' = \nu \frac{1}{1 + \frac{h\nu}{m_e c^2}(1 - \cos \alpha)}$$

или

$$\lambda' = \lambda + \frac{h}{m_e c}(1 - \cos \alpha), \quad (2)$$

т. е. длина волны фотона λ при рассеянии увеличивается, это увеличение (пропорциональное h и, следовательно, имеющее квантовую природу) зависит лишь от угла рассеяния. Величина

$\lambda_C = h/m_e c = 0,024 \text{ \AA}$ наз. *комптоновской длиной волны*. Из (2) видно, что изменение длины волны фотона при рассеянии на неподвижном электроне не превышает $2\lambda_C$ и, т. о., существенно лишь для достаточно коротковолнового излучения.

При К. р. жёсткого фотона γ_1 с энергией $h\nu_1$ на электроне имеется малая вероятность рождения низкочастотного фотона γ_2 с энергией $h\nu_2 < h\nu_1$: $\gamma_1 + e \rightarrow e + \gamma'_1 + \gamma_2$. Этот процесс наз. *двойным комптон-эффектом*. Рождение низкочастотных фотонов вследствие двойного комптон-эффекта может конкурировать с тормозным процессом $e + p \rightarrow e + p + \gamma_T$ (см. *Тормозное излучение*) лишь в экст-

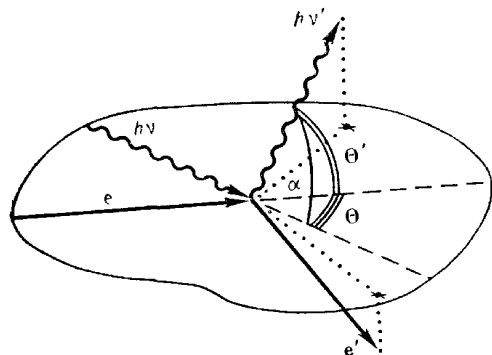


Рис. 2. Геометрия комптоновского рассеяния. Сплошные стрелки — направления движения электрона до и после рассеяния, волнистые — то же для фотона.

ремально разреженной и горячей плазме на ранних стадиях расширения Вселенной, в рентгеновских и гамма-источниках.

Комптон-эффект ограничивает пробег жёстких фотонов в веществе. В результате многократных рассеяний жёсткий фотон уменьшает свою энергию (отдавая её электронам), переходит в др. область спектра и поглощается вследствие фотоионизации атомов. К. р. определяет длину пробега жёстких рентг. фотонов ($10 \text{ кэВ} < h\nu < 3 \text{ МэВ}$) в разреженной астрофизич. плазме. Рассеяние жёстких фотонов с $h\nu > 3 \text{ кэВ}$ на электроне в атоме водорода (или др. атома) происходит с тем же сечением, что и на свободном электроне. Это связано с тем, что энергия, сообщаемая электрону в силу эффекта отдачи, превышает энергию связи электрона в атоме водорода.

При рассеянии низкочастотных фотонов на ультрарелятивистских электронах (обратный комптон-эффект) максимальна вероятность рассеяния фотонов в направлении движения электрона ($\mu' \sim 1$). Если $h\nu/\gamma m_e c^2 \ll 1 - \mu' v/c$, то, как следует из (1), изменение частоты фотона описывается ϕ -лой:

$$\nu' = \nu \frac{1 - \mu \frac{v}{c}}{1 - \mu' \frac{v}{c}}. \quad (3)$$

Т. о., при рассеянии низкочастотных фотонов на ультрарелятивистских электронах изменение частоты происходит только из-за *Доплера эффекта* (так же, как при отражении от движущейся стенки), а сечение рассеяния равно томсоновскому (мала величина x). Это легко понять, поскольку в этом случае в системе покоя электрона происходит классич. томсоновское рассеяние. Следовательно, обратный комптон-эффект, в отличие от комптон-эффекта, явл. чисто классич. эффектом (изменение частоты не зависит от h). Из (3) также следует, что при рассеянии в направлении движения электрона ($\mu' \sim 1$) происходит значит. увеличение частоты фотона $\nu' \sim \gamma^2 \nu$. Частота фотонов при рассеянии на изотропно распределённых релятивистских электронах в среднем должна увеличиваться в $(4/3)\gamma^2$ раз. Такое же ср. увеличение имеет место, если фотоны изотропного поля излучения рассеиваются на пучке ультрарелятивистских электронов. Если электроны имеют степенное распределение по энергиям $dN_e = K \mathcal{E} e^{-\beta} d\mathcal{E} e$ (dN_e — концентрация релятивистских электронов в интервале энергий от $\mathcal{E}$ до $\mathcal{E} + d\mathcal{E}$), то спектр жёсткого излучения, формирующегося в результате обратного комптон-эффекта низкочастотных фотонов, также оказывается степенным. Его интенсивность $I_\nu = B \nu^{-s}$ (K и B — константы), где спектр. индекс $s = (\beta - 1)/2$. При очень высоких энергиях электронов, когда параметр x становится большим, уменьшается сечение рассеяния, притом энергии фотонов при рассеянии становятся меньше, чем $\sim \gamma^2 \nu$. Это приводит к отклонению спектра жёсткого излучения от степенного закона. Асимптотически интенсивность $I_\nu \sim \nu^{-\beta} \ln(h\nu K T_r / m_e^2 c^4)$, где T_r — темп-ра низкочастотных фотонов.

Обратный комптон-эффект часто считают осн. механизмом формирования

жёстких степенных спектров излучения в квазарах и ядрах галактик. Этот процесс явл. осн. причиной потерь энергии релятивистскими электронами в изотропном поле низкочастотного излучения (напр., в поле микроволнового фонового излучения, заполняющего Вселенную) или в поле излучения компактных объектов. Характерное время потерь энергии в таком поле излучения $t \approx (3/4)m_e c / \sigma_T \mathcal{E}_r \gamma$, т. е. тем меньше, чем выше энергия электрона ($\sim \gamma$) и плотность энергии излучения $\mathcal{E}_r$. При $\mathcal{E}_r > H^2/8\pi$, где H — напряжённость магн. поля, потери энергии на обратный комптон-эффект превышают потери на синхротронное излучение.

К. р. может происходить не только на электронах, но и на любых др. заряженных частицах (напр., протонах). Но поскольку сечение К. р. обратно пропорционально квадрату массы, К. р. на тяжёлых частицах существенно менее эффективно. Р. А. Сюняев.

КОНВЕКЦИЯ — движение жидкости или газа в поле тяжести под влиянием потока теплоты, идущего снизу. Движущей (подъёмной) силой явл. сила Архимеда $F_A = g \cdot \Delta \rho \cdot V$. Разность плотностей $\Delta \rho$ поднимающегося объёма V и окружающей среды зависит от различия их темп-р; вещество в объёме V должно быть горячее окружающей среды. К. способствует переносу теплоты, уменьшает градиент (перепад) темп-р в направлении действия силы тяжести. К. широко распространена в природе: она происходит в нижнем слое атмосферы Земли (тропосфере) и в атмосферах нек-рых др. планет. во внеш. слоях Солнца толщиной 20—30% его радиуса (а также во всех сходных звёздах), в центральных частях массивных звёзд.

Для возникновения К. необходимо, чтобы уменьшение темп-ры (T) в поднимающемся элементе, если он не обменивается теплотой с атмосферой (*адиабатический процесс*), происходило медленнее, чем в атмосфере на той же высоте, или $\nabla T_{\text{ад}} < \nabla T$. Однако в реальных условиях среда обладает теплопроводностью (χ) и вязкостью (ν), затрудняющими К. Поэтому для возникновения конвективного движения требуется, чтобы разность темп-р в элементе и в окружающей среде была больше нек-рой критич. величины. Это условие записывается в виде $R > R_{\text{кр}}$,

где безразмерное число R (число Рэлея) равно:

$$R = \frac{d^3 \beta g}{\nu \chi} (\nabla T - \nabla T_{\text{ад}}), \quad (*)$$

где d — толщина слоя, β — объёмный коэфф. теплового расширения, равный для идеального газа $1/T$, g — ускорение силы тяжести. Критич. значение числа Рэлея $R_{\text{кр}} \sim 10^3$.

Внеш. градиент темп-ры ∇T при отсутствии К. определяется в звёздах лучистой теплопроводностью, т. е. зависит от прозрачности газа. Величина внутр. градиента темп-ры $\nabla T_{\text{ад}}$ равна изменению темп-ры элемента объёма при подъёме его на 1 см в адиабатич. условиях. Внутр. градиент связан с изменением в элементе давления газа p , описываемым адиабатой Пуассона $p \sim \rho^\gamma$. Для одноатомного газа, состояние ионизации к-рого не меняется в процессе движения, $\gamma = 5/3$. При отсутствии ионизации газа К. в звёздах обычно не возникает.

Иначе обстоит дело, если газ в процессе движения существенно изменяет состояние ионизации. Когда осн. компоненты вещества звёзд — водород или гелий — частично ионизованы, то темп-ра в опускающемся или поднимающемся элементе меняется мало. Выделяющаяся при опускании и сжатии элемента энергия расходуется на ионизацию, а не на нагрев газа, так что темп-ра в опускающемся газе растёт очень медленно. Так же медленно падает темп-ра в поднимающемся элементе, т. к. с уменьшением темп-ры происходит *рекомбинация* газа и выделяющаяся при этом теплота поддерживает темп-ру почти постоянной. Это явление похоже на таяние льда: пока есть лёд (аналог льда в данной ситуации — неионизованный водород), темп-ра воды очень мало отличается от 0°C .

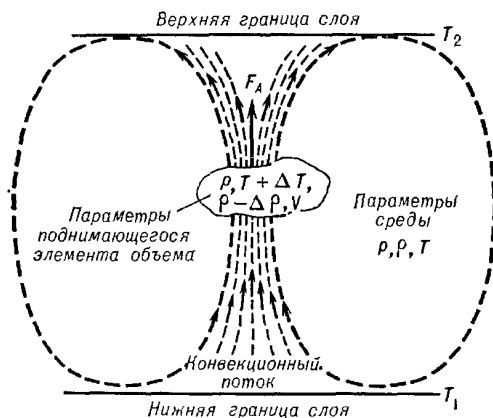
Если темп-ра элемента остаётся почти постоянной в процессе движения, то, как видно из ур-ния состояния, давление газа в нём $p \sim \rho$, т. е. $\gamma \approx 1$. Внутр. градиент темп-ры в этих условиях очень мал, и даже небольшой градиент в атмосфере ∇T даёт большую разность внеш. и внутр. темп-р и большую подъёмную силу. Число Рэлея может превысить в этих условиях критич. значение и возникает К.

Конвективная зона Солнца и сходных звёзд представляет собой, т. о., зону частично ионизованных водорода и ге-

лия. К. прекращается там, где водород и гелий полностью ионизованы и значение γ опять близко к $5/3$. Перенос теплоты в конвективной зоне значительно эффективнее, чем в устойчивых слоях, поэтому градиент темп-ры в конвективной зоне мал. Этим объясняется большая толщина конвективной зоны: для ионизации гелия при большом давлении требуется высокая темп-ра, так что при малом температурном градиенте нужно пройти большой путь, чтобы попасть в область высоких темп-р. Чем ниже темп-ра звезды, тем толще её конвективная зона; у холодных красных звёзд её толщина достигает половины радиуса. Наоборот, у звёзд *спектрального класса А* водород заметен ионизован уже на поверхности, поэтому даже на небольшой глубине водород, а затем и гелий полностью ионизованы, толщина конвективной зоны мала (см. *Атмосферы звезд*). У ещё более горячих звёзд нет поверхностной конвективной зоны, но есть конвективное ядро. Образование его связано с тем, что у звёзд, более массивных, чем Солнце, выделение энергии происходит гл. обр. в результате протекания термоядерных реакций *углеродного цикла*, к-рые очень сильно зависят от темп-ры ($\sim T^n$, где $n \approx 20$ и зависит от температурного интервала). Это приводит к резкому росту тепловыделения по мере увеличения темп-ры с приближением к центру звезды. При этом поток излучения, увеличивающийся значительно медленнее ($\sim \nabla T^4$), не может обеспечить устойчивый перенос энергии к поверхности звезды, и начинается К. Конвективное ядро охватывает область, в к-рой протекают реакции *углеродного цикла*. Поскольку К. перемешивает газ, выгорание водорода у таких звёзд происходит равномерно по всему ядру; это существенно влияет на ход *эволюции звёзд*.

В несжимаемой жидкости при умеренном градиенте темп-ры К. происходит в виде устойчивой циркуляции, к-рая разбивается на ячейки шестигранной формы — по оси ячейки жидкость поднимается, а на периферии опускается (рис.). В толстом газовом слое конвективная зона разбивается на слои, толщина к-рых близка к толщине *однородной атмосферы* (на этом расстоянии плотность изменяется в $e \approx 2,7$ раза). В основании конвективной зоны, где темп-ра и, следовательно, толщина

однородной атмосферы велики, образуются большие ячейки, с поперечным размером около половины радиуса звезды, в следующем слое размер ячеек меньше и, наконец, в верхнем слое их размер составляет неск. сотен км. На поверхности Солнца видны следы всех этих ячеек — мелкие дают гранулы, средние — супергранулы, или хромосферную сетку, самые крупные — гигантские структуры (см. *Солнце*). При наличии сильного магн. поля К. в верхнем или среднем слое останавливается, поток теплоты уменьшается, на



Условия образования конвекции: температура T_1 в глубине конвективного слоя выше, чем на его поверхности T_2 ; температура поднимающегося элемента на протяжении всего подъёма выше, а плотность ниже, чем у окружающей среды. Давление p внутри и снаружи одинаковы. $F_A = g\Delta\rho$ — подъёмная сила, действующая на единичный объём.

поверхности звезды появляется тёмное пятно (см. *Солнечные пятна*).

Скорость конвективных движений в глубине звёзд мала и измеряется десятками м/с. С высотой она растёт, достигая особенно высоких значений под *фотосферой* (1—2 км/с на Солнце), где излучение, уходящее из верхнего слоя ячеек, увеличивает градиент темп-ры.

В астрономич. условиях χ и ν в ф-ле (*) есть лучистая теплопроводность и турбулентная вязкость, т. е. вязкость, обусловленная хаотич. движениями потоков газа, а не отдельных атомов. При $\chi > \nu$ К. носит нестационарный характер, ячейки имеют неправильную форму и существуют в течение примерно одного оборота газа, после чего распадаются и создаются вновь.

Конвективные движения явл. механизмом, к-рый превращает часть теплового потока, идущего из недр звезды, в механич. и магн. энергию. Эти два вида энергии обуславливают в свою очередь различные неравновесные явления на поверхности Солнца — нагрев солнечной хромосферы и солнечной короны, движение протуберанцев, вспышки на Солнце и др. Подтверждением наличия мощных поверхностных конвективных зон у многих других звёзд явл. открытие (по излучению в рентг. диапазоне) у этих звёзд коронок типа солнечных, существование к-рых связано с выносом энергии конвективных движений во внеш. слои атмосферы звезды.

Конвективными движениями вещества в недрах Земли объясняется, согласно одной из гипотез, происхождение геомагн. поля (см. *Гидромагнитное динамо*). Кроме тепловой К. возможна К. под действием градиента концентрации примеси, меняющего плотность жидкости. Такая К. может происходить, напр., в массивных звёздах, что существенно влияет на их эволюцию.

С. В. Пикельнер.

КООРДИНАТЫ АСТРОНОМИЧЕСКИЕ. Подавляющее большинство координатных систем в астрономии явл. сферическими и основываются на понятии небесной сферы, в качестве к-рой выбирается сфера произвольного радиуса (обычно условно принимаемого равным единице) с центром, совпадающим с началом заданной системы отсчёта. В соответствии с решаемой задачей используются топоцентрич. небесная сфера (центр — в точке наблюдения), геоцентрич. небесная сфера (центр её совпадает с центром масс Земли), гелиоцентрическая, планетоцентрическая и др. небесные сферы. Изменение К. а. небесного тела при переходе между системами координат с различными центрами определяется соответствующим параллаксом. Напр., при переходе от геоцентрич. к гелиоцентрич. К. а. учитывается годичный параллакс небесного тела. Однако для далёких объектов (звёзды, за исключением самых близких, галактики и т. п.) изменение К. а., связанное с изменением положения центра небесной сферы в пределах Солнечной системы, пренебрежимо мало.

Изображение небесной сферы, а также важнейших кругов и точек на ней

приводится на рис. 1. Сечения небесной сферы плоскостями, проходящими через её центр, образуют на сфере большие круги, остальные плоскостями — малые круги. Прямая, проведённая параллельно местной отвесной линии через центр небесной сферы, пересекает сферу в точках зенита (Z) и надира (Na). Большой круг, плоскость к-рого перпендикулярна этой прямой, наз. математич. или астрономич. горизонтом (линия $WSEN$). Прямая, проходящая через центр сферы параллельно оси вращения Земли, наз. о сью

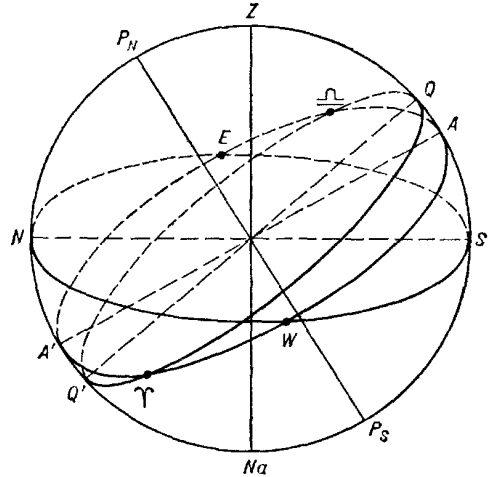


Рис. 1. Важнейшие точки и круги на небесной сфере.

мира и пересекает сферу в полюсах мира (P_N и P_S). Большой круг небесной сферы, плоскость к-рого перпендикулярна оси мира, наз. небесным экватором ($AEAW$), а большой круг, проходящий через полюсы мира и зенит, — небесным меридианом (P_NZPS). На рис. также показана эклиптика ($QOQ'Y'$), плоскость к-рой параллельна плоскости орбиты Земли. Эклиптика пересекается с небесным экватором в т. н. точках весеннего (Y') и осеннего (Y) равноденствия.

Выбор системы координат на небесной сфере фиксируется: избранной точкой (полюсом системы); большим кругом, задаваемым пересечением небесной сферы с плоскостью, перпендикулярной проходящему через полюс диаметру сферы; точкой на этом большом круге, от к-рой начинается отсчёт дуг вдоль

этого круга. В установленной т. о. системе координатами объекта являются, во-первых, отрезок дуги большого круга, проходящего через объект и полюс

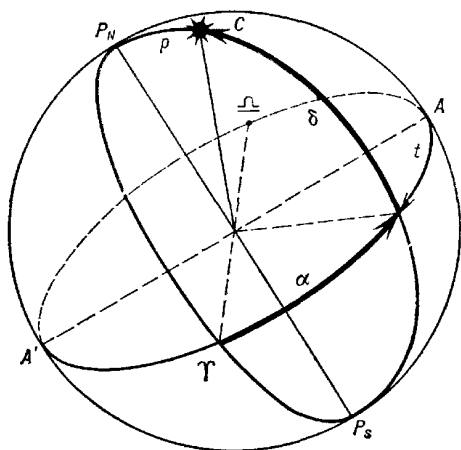


рис. 2. Экваториальная система координат. $A \equiv A'$ — небесный экватор.

системы (он измеряется от осн. большого круга до объекта), и, во-вторых, дуга осн. большого круга, заключённая между начальной отсчётной точкой и точкой пересечения с большим кругом, проходящим через объект и полюс. Если не оговорено особо, то первая координата измеряется в градусной мере в обе стороны от осн. большого круга (т. е. от 0 до $\pm 90^\circ$), вторая же координата измеряется в градусной или часовой мере (от 0 до 360° или от 0 до 24 ч) от начальной отсчётной точки до пересечения осн. большого круга с большим кругом, проходящим через полюс и объект. При этом отсчёт ведётся против часовой стрелки, если смотреть с северного полюса данной координатной системы.

Наиболее часто применяются следующие системы К. а.

Горизонтальная система. Полюс её — точка зенита, осн. круг — линия астрономич. горизонта, на к-рой фиксируется начало отсчёта (обычно точка юга S). Координатами объекта в горизонтальной системе явл. его высота h (или зенитное расстояние z , равное дополнению высоты до 90°) и азимут a , отсчитываемый от точки юга на запад вдоль горизонта.

Экваториальная система (рис. 2). Полюс её — северный полюс мира (P_N), осн. круг системы — небесный эква-

тор. В качестве отсчётной точки фиксируется точка весеннего равноденствия Υ . Координаты объекта C — его склонение δ (или полярное расстояние p , дополняющее склонение до 90°) и прямое восхождение α . В другом, часто используемом варианте экваториальной системы второй координатой явл. часовой угол объекта t — двугранный угол между плоскостью небесного меридиана и плоскостью, в к-рой находится круг склонений (т. е. большой круг, проходящий через полюс мира и объект). Часовой угол обычно отсчитывается в часовой мере в обе стороны от точки A (от 0 до ± 12 ч).

Эклиптическая система. Полюс её — одна из точек пересечения небесной сферы с перпендикуляром к плоскости орбиты Земли (северный полюс эклиптики). Осн. круг — эклиптика. Координаты объекта — эклиптическая широта β и эклиптическая долгота λ , отсчитываемая от точки Υ .

Галактическая система. Полюс её — точка на небесной сфере, имеющая экваториальные координаты: $\alpha_0 = 12^h 49^m$, $\delta_0 = 27,4^\circ$ (направление нормали к плоскости Галактики). Осн. круг системы — пересечение плоскости Галактики с небесной сферой — галактич. экватор. Координаты объектов — галактическая широта b и галактическая долгота l , отсчитываемая от направления на центр Галактики вдоль галактического экватора в сторону возрастания прямых восхождений.

Координаты объекта, заданные в одной системе координат, могут быть пересчитаны в др. систему с помощью простых формул сферич. тригонометрии. Напр., переход от экваториальной системы координат к эклиптической осуществляется по следующим ф-лам:

$$\cos \beta \cdot \cos \lambda = \cos \delta \cdot \cos \alpha,$$

$$\cos \beta \cdot \sin \lambda = \cos \delta \cdot \sin \alpha \cdot \cos \epsilon + \sin \delta \cdot \sin \epsilon,$$

$$\sin \beta = -\cos \delta \cdot \sin \alpha \cdot \sin \epsilon + \sin \delta \cdot \cos \epsilon.$$

В. В. Нестеров.

КОРОНАЛЬНЫЕ ДЫРЫ — области солнечной короны с относительно низкой темп-рой ($\approx 0,8 \cdot 10^6$ К), пониженной плотностью и направленным приближи-

тельно радиально от Солнца магн. полем. На фотографиях в рентг. лучах К. д. выглядят тёмными по сравнению с др. областями короны (рис. 1). К. д.,

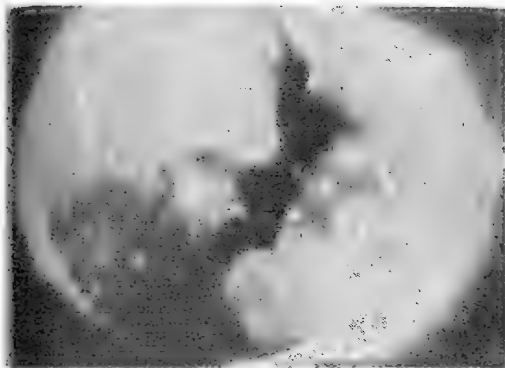


Рис. 1. Фотографии Солнца в диапазоне мягкого рентгеновского излучения. Корональные дыры проявляются в виде тёмных образований.

по-видимому, всегда существуют в полярных областях Солнца и иногда продолжаются в область низких широт, где могут образовываться изолированные К. д.

К. д. явл. источниками быстрых потоков солнечного ветра. Ускорение ве-

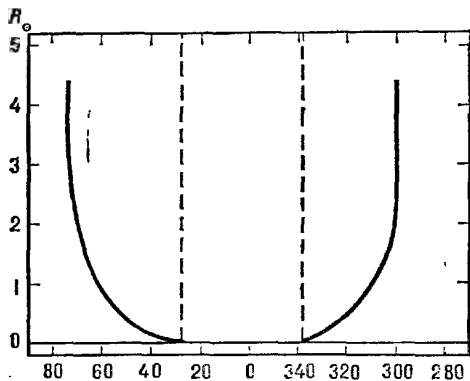


Рис. 2. Форма магнитных силовых линий, окаймляющих корональные дыры. По оси абсцисс — гелиоцентрический угол, по оси ординат — расстояние от поверхности Солнца в радиусах Солнца. Вертикальные штриховые линии показывают границы потока для случая чисто радиального расширения.

щества короны до больших скоростей в области К. д. связано со специфич. геометрией магн. поля в короне (рис. 2). Увеличение углового охвата потока по сравнению с чисто радиальным расширением может достигать в области

К. д. ~ 10 . Это способствует эффективному охлаждению короны уходящим потоком солнечного ветра и волнами альвеновского типа (см. *Альвеновские волны*). Такая конфигурация поля в области К. д. приводит к более быстрому падению плотности, чем в окружающей короне, и, следовательно, к увеличению перепада давления, ускоряющего вещество.

О. Л. Вайсберг.

КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ

Содержание:

1. Введение	317
2. Методы изучения космических лучей	318
3. Космические лучи у Земли	320
4. Происхождение космических лучей	322
5. Механизмы ускорения космических лучей	323

1. Введение

Земля постоянно бомбардируется заряженными частицами высокой энергии, приходящими из межзвёздного пространства — К. л. Иногда интенсивность К. л. резко возрастает за счёт потоков частиц, порождаемых вспышками на Солнце (т. н. *солнечных космических лучей*).

К. л. напоминают сильно разреженный релятивистский газ, частицы к-рого практически не взаимодействуют друг с другом, но испытывают редкие столкновения с веществом межзвёздной и межпланетной сред и воздействие космич. магн. полей. В составе К. л. преобладают протоны, имеются также электроны, ядра гелия и более тяжёлых элементов (вплоть до ядер элементов с $Z \approx 30$). Электронов в К. л. в сотни раз меньше, чем протонов (в одном и том же диапазоне энергий). Частицы К. л. обладают огромными кинетич. энергиями (вплоть до $\mathcal{E}_K \sim 10^{21}$ эВ). Хотя суммарный поток К. л. у Земли невелик [всего ≈ 1 частица/(см²·с)], плотность их энергии (ок. 1 эВ/см³) сравнима (в пределах нашей Галактики) с плотностью энергии суммарного эл. магн. излучения звёзд, энергии теплового движения межзвёздного газа и кинетич. энергии его турбулентных движений, а также с плотностью энергии магнитного поля Галактики. Отсюда следует, что К. л. должны играть большую роль в процессах, идущих в межзвёздном пространстве.

Др. важная особенность К. л. — нетепловое происхождение их энергии. Дей-

ствительно, даже при темп-ре $\sim 10^9$ К, по-видимому, близкой к максимальной для звёздных недр, средняя энергия теплового движения частиц $\approx 3 \cdot 10^5$ эВ. Оsn. же количество частиц К. л., наблюдаемых у Земли, имеет энергии от 10^8 эВ и выше. Это означает, что К. л. приобретает энергию в специфических астрофизич. процессах эл.-магн. и плазменной природы.

Изучение К. л. даёт ценные сведения об эл.-магн. полях в различных областях космического пространства. Информация, «записанная» и «переносимая» частицами К. л. на их пути к Земле, расшифровывается при исследовании *вариаций космических лучей* — пространственно-временных изменений потока К. л. под влиянием динамических эл.-магн. и плазменных процессов в межзвёздном и околоземном пространстве.

С другой стороны, в качестве естественного источника частиц высокой энергии К. л. играют незаменимую роль при изучении строения вещества и взаимодействий между элементарными частицами. Энергии отдельных частиц К. л. столь велики, что они ещё долго будут оставаться вне конкуренции по сравнению с частицами, ускоренными (до энергий $\sim 10^{12}$ эВ) самыми мощными лабораторными ускорителями.

2. Методы изучения космических лучей

Вторгаясь в атмосферу Земли, первичные К. л. разрушают ядра наиболее распространённых в атмосфере элементов — азота и кислорода — и порождают каскадный процесс (рис. 1), в котором участвуют все известные в настоящее время элементарные частицы. Принято характеризовать путь, пройденный частицей К. л. в атмосфере до столкновения, количеством вещества в граммах, заключённого в столбе сечением 1 см^2 , т. е. выражать пробег частиц в г/см^2 вещества атмосферы. Это значит, что после прохождения толщи атмосферы x (в г/см^2) в пучке протонов с первоначальной интенсивностью I_0 количество протонов, не испытавших столкновения, будет равно $I = I_0 e^{-x/\lambda}$, где λ — ср. пробег частицы. Для протонов, к-рые составляют большинство первичных К. л., λ в воздухе равен примерно 70 г/см^2 ; для ядер гелия $\lambda \approx 25 \text{ г/см}^2$, для более тяжёлых ядер ещё мень-

ше. Первое столкновение ($x \approx 70 \text{ г/см}^2$) с атмосферными частицами протоны испытывают в среднем на высоте 20 км. Толщина атмосферы на уровне моря эквивалентна 1030 г/см^2 , т. е. соответствует примерно 15 ядерным пробегам для протонов. Отсюда следует, что вероятность достичь поверхности Земли, не испытав столкновений, для первичной частицы ничтожно мала. Поэтому на поверхности Земли К. л. обнаруживаются лишь по слабым эффектам ионизации, создаваемой вторичными частицами.

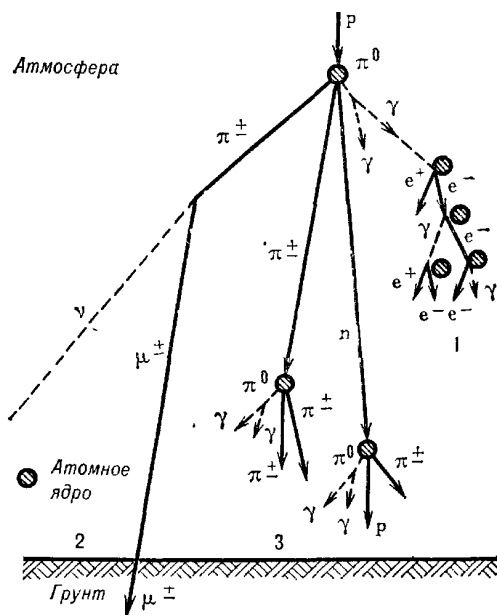


Рис. 1. Схема взаимодействия космических лучей с атмосферой Земли. Первичное ядро высокой энергии p (обычно протон) разрушает ядра атмосферного азота или кислорода и порождает каскад вторичных частиц, поток которых условно разделяют на три компонента: электронно-фотонный (1), мю-мезонный (2) и нуклонный (3).

В начале 20 в. в опытах с электроскопами и ионизаци. камерами была обнаружена постоянная остаточная ионизация газов, вызываемая каким-то очень проникающим излучением. В отличие от излучения радиоактивных веществ окружающей среды, проникающее излучение не могли задержать даже толстые слои свинца. Внеземная природа обнаруженного проникающего излучения была установлена в 1912—14 гг. австр. физиком В. Гессом, нем. учёным В. Кольхёрстером и др. физиками, поднимавшимися с ионизаци. камерами на

воздушных шарах. Было найдено, что с увеличением расстояния от поверхности Земли ионизация, вызываемая К. л., растёт, напр. на высоте 4800 м — вчетверо, на высоте 8400 м — в 10 раз. Внеземное происхождение К. л. окончательно доказал Р. Милликен (США), осуществивший в 1923—26 гг. серию опытов по исследованию поглощения К. л. атмосферой (именно он ввёл термин «К. л.»).

Природа К. л. вплоть до 40-х гг. оставалась неясной. В течение этого времени интенсивно развивалось ядерное направление — изучение взаимодействия К. л. с веществом, образования вторичных частиц и их поглощения в атмосфере. Эти исследования, проводившиеся при помощи счётчиковых телескопов, камер Вильсона и ядерных фотоэмульсий (поднимаемых на шарах-зондах в стратосферу), привели, в частности, к открытию новых элементарных частиц — позитрона (1932 г.), мюона (1937 г.), пи-мезонов (1947 г.).

Систематич. исследования влияния геомагн. поля на интенсивность и направление прихода первичных К. л. показали, что подавляющее большинство частиц К. л. имеет положит. заряд. С этим связана восточно-западная асимметрия К. л.: из-за отклонения заряженных частиц в магн. поле Земли с запада приходит больше частиц, чем с востока.

Применение фотоэмульсий позволило в 1948 г. установить ядерный состав первичных К. л.: были обнаружены следы ядер тяжёлых элементов вплоть до железа (первичные электроны в составе К. л. были впервые зарегистрированы в стратосферных измерениях лишь в 1961 г.). С конца 40-х гг. на передний план постепенно выдвинулись проблемы происхождения и временных вариаций К. л. (космофизич. аспект).

Ядерно-физич. исследования К. л. осуществляются в основном при помощи счётчиковых установок большой площади, предназначенных для регистрации т. н. широких атмосферных ливней из вторичных частиц, к-рые образуются при вторжении одной первичной частицы с энергией $\mathcal{E}_K \gtrsim 10^{15}$ эВ. Оsn. цель таких наблюдений — изучение характеристик элементарного акта ядерного взаимодействия при высоких энергиях. Наряду с этим они дают информацию об энергетич. спектре К. л. при

$\mathcal{E}_K \sim 10^{15} - 10^{20}$ эВ, что очень важно для поиска источников и механизмов ускорения К. л.

Наблюдения К. л. в космофизич. аспекте проводятся весьма разнообразными методами — в зависимости от энергии частиц. Вариации К. л. с $\mathcal{E}_K = 10^9 - 10^{12}$ эВ изучаются по данным мировой сети нейтронных мониторов (нейтронный компонент К. л.), счётчиковых телескопов (мюонный компонент К. л.) и др. детекторов. Однако наземные установки из-за атмосферного поглощения нечувствительны к частицам с $\mathcal{E}_K < 500$ МэВ. Поэтому приборы для регистрации таких частиц поднимают на шарах-зондах в стратосферу до высот 30—35 км.

Внеатмосферные измерения потока К. л. с $\mathcal{E}_K = 1 - 500$ МэВ осуществляются при помощи геофизич. ракет, ИСЗ и др. КА. Прямые наблюдения К. л. в межпланетном пространстве осуществлены пока лишь вблизи плоскости эклиптики до расстояния ~ 10 а. е. от Солнца.

Ряд ценных результатов дал метод космогенных изотопов. Они образуются при взаимодействии К. л. с метеоритами и космич. пылью, с поверхностью Луны и др. планет, с атмосферой или веществом Земли. Космогенные изотопы несут информацию о вариациях К. л. в прошлом и о *солнечно-земных связях*. По содержанию радиоуглерода ^{14}C в годичных кольцах деревьев можно, напр., изучать вариации интенсивности К. л. на протяжении неск. последних тысяч лет. По др. долгоживущим изотопам (^{10}Be , ^{26}Al , ^{53}Mn и др.), содержащимся в метеоритах, лунном грунте, в глубоководных морских отложениях, можно восстановить картину изменений интенсивности К. л. за миллионы лет.

С развитием космич. техники и радиохимич. методов анализа стало возможным изучение характеристик К. л. по трекам (следам), создаваемым ядрами К. л. в метеоритах, лунном веществе, в спец. образцах-мишенях, экспонируемых на ИСЗ и возвращаемых на Землю, в шлемах космонавтов, работавших в открытом космосе, и т. п. Используется также косвенный метод изучения К. л. по эффектам ионизации, вызываемым ими в нижней части ионосферы, особенно в полярных широтах. Эти эффекты существенны гл. обр. при вторжении в земную атмосферу солнечных К. л.

3. Космические лучи у Земли

Важнейшими характеристиками К. л. явл. их состав (распределение по массам и зарядам), энергетич. спектр (распределение по энергиям) и степень анизотропии (распределение по направлениям прихода). Относительное содержание ядер в К. л. приведено в табл. 1. Из табл. 1 видно, что в составе К. л. галактич. происхождения гораздо больше лёгких ядер ($Z = 3-5$), чем в солнечных К. л. и в среднем в звёздах Галактики.

Табл. 1. — Относительное содержание ядер в космических лучах, на Солнце и звёздах (в среднем)

Элемент	Солнечные К. л.	Солнце (фото-сфера)	Звёзды	Галактические К. л.
^1H	4600*	1445	925	685
^2He (α -частица)	70*	91	150	48
^3Li	?	$<10^{-5}$	$<10^{-5}$	0,3
^4Be — ^5B	0,02	$<10^{-5}$	$<10^{-5}$	0,8
^6C	0,54*	0,6	0,26	1,8
^{12}C	0,20	0,1	0,20	$\leq 0,8$
$^{16}\text{O}^{**}$	1,0*	1,0	1,0	1,0
^9F	$<0,03$	10^{-3}	$<10^{-4}$	$\leq 0,1$
^{10}Ne	0,16*	0,054	0,36	0,30
^{11}Na	?	0,002	0,002	0,19
^{12}Mg	0,18*	0,05	0,040	0,32
^{13}Al	?	0,002	0,004	0,06
^{14}Si	0,13*	0,065	0,045	0,12
^{16}P — ^{21}Sc	0,06	0,032	0,024	0,13
^{16}S — ^{20}Ca	0,04*	0,028	0,02	0,11
^{22}Ti — ^{28}Ni	0,02	0,006	0,033	0,28
^{26}Fe	0,15*	0,05	0,06	0,14

* Данные наблюдений для интервала $\mathcal{E}_K = 1-20$ МэВ/нуклон, остальные цифры в этой графе относятся в основном к $\mathcal{E} > 40$ МэВ/нуклон. Точность большинства значений в таблице в целом — от 10 до 50%.

** Обилие ядер кислорода принято за единицу.

Табл. 2. — Состав и некоторые характеристики космических лучей с энергиями $\mathcal{E}_K \geq 2,5$ ГэВ/нуклон

Группа	Частицы, входящие в группу	Заряд ядра	Средняя атомная масса, а.е.м.	Интенсивность, число частиц/(м ² с ср)	Число частиц на 10 тыс. протонов	
					в К. л.	в среднем в звёздах Галактики
p	протоны	1	1	1300	10 000	10 000
α	ядра гелия	2	4	94	720	1600
L	лёгкие ядра	3-5	10	2,0	15	10^{-4}
M	средние ядра	6-9	14	6,7	52	14
H	тяжёлые ядра	≥ 10	31	2,0	15	6
VH	очень тяжёлые ядра	≥ 20	51	0,5	4	0,06
SH	самые тяжёлые ядра	≥ 30	100	$\sim 10^{-4}$	$\sim 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-5}$
e	электроны	1	1/1836	13	100	10 000

лактики. Кроме того, в них присутствует значительно больше тяжёлых ядер ($Z \geq 20$) по сравнению с их естеств. распространённостью. Оба эти различия очень важны для выяснения вопроса о происхождении К. л.

Относительные числа частиц с различной массой в К. л. приведены в табл. 2.

Видно, что в потоке первичных К. л. преобладают протоны, их более 90% от числа всех частиц. По отношению к протонам α -частицы составляют 7%, электроны $\sim 1\%$ и тяжёлые ядра — менее 1%. Эти цифры относятся к частицам с энергией $\mathcal{E}_K \geq 2,5$ ГэВ/нуклон по измерениям у Земли в минимуме солнечной активности, когда наблюдаемый энергетич. спектр можно считать близким к немодулированному спектру К. л. в межзвёздном пространстве.

Интегральный энергетич. спектр К. л. $I(>\mathcal{E}_K) = I_0 \mathcal{E}_K^{-(\gamma+1)}$ [частиц/(см²·с)] отражает зависимость числа частиц I с энергией выше $\mathcal{E}_K$ (I_0 — нормировочная константа, $\gamma + 1$ — показатель спектра, знак минус указывает на то, что спектр имеет падающий характер, т. е. с увеличением $\mathcal{E}_K$ интенсивность К. л. уменьшается). Часто пользуются также дифференциальным представлением спектра $D(\mathcal{E}_K) = D_0 \mathcal{E}_K^{-\gamma}$ [частиц/(см²·с·МэВ)], которое отражает зависимость от $\mathcal{E}_K$ числа частиц в расчёте на единичный интервал энергии (1 МэВ).

Дифференциальный спектр по сравнению с интегральным позволяет выявить более тонкие детали энергетич. распределения К. л. Это видно из рис. 2, где показан дифференциальный спектр К. л., наблюдаемый у Земли в интер-

вале примерно от 10^6 до $3 \cdot 10^{11}$ эВ. Частицы К. л. с энергиями, попадающими в этот интервал, подвержены влиянию солнечной активности, поэтому изучение энергетич. спектра К. л. в интервале 10^6 — 10^{11} эВ крайне важно для понимания проникновения К. л. из межзвёздного в межпланетное пространство, взаимодействия К. л. с межпланетным магн. полем (ММП) и солнечным ветром, для интерпретации солнечно-земных связей.

До начала внеатмосферных и внемагнитосферных наблюдений К. л. вопрос

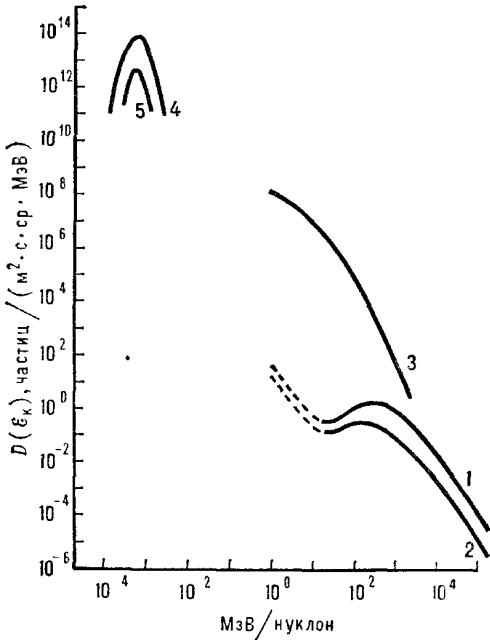


Рис. 2. Дифференциальный спектр космических лучей в межпланетном пространстве вблизи орбиты Земли: 1 — протоны; 2 — α-частицы галактических космических лучей; 3 — протоны от солнечных вспышек. Для сравнения показаны спектры протонов и α-частиц солнечного ветра (кривые 4 и 5 соответственно).

о форме дифференциального спектра в области $\epsilon_K \lesssim 10^9$ эВ казался довольно ясным: спектр у Земли имеет максимум вблизи $\epsilon_K \approx 400$ МэВ/нуклон; немодулированный спектр в межзвёздном пространстве должен иметь степенную форму; в межпланетном пространстве не должно быть галактич. К. л. малых энергий. Прямые измерения К. л. в интервале ϵ_K от 10^6 до 10^8 эВ показали, вопреки ожиданиям, что, начиная примерно с $\epsilon_K = 30$ МэВ

(и ниже), интенсивность К. л. снова растёт, т. е. был обнаружен характерный провал в спектре. Вероятно, провал — это результат усиленной модуляции К. л. в области $\epsilon_K \sim 10^7$ — 10^8 эВ, где рассеяние частиц на неоднородностях ММП наиболее эффективно.

Установлено, что при $\epsilon_K \gtrsim 3 \cdot 10^9$ эВ спектр К. л. уже не подвержен модуляции, а его наклон соответствует величине $\gamma \approx 2,7$ вплоть до $\epsilon_K \approx 3 \cdot 10^{15}$ эВ. В этой точке спектр претерпевает излом (показатель увеличивается до $\gamma = 3,2$ — $3,3$). Имеются указания на то, что одновременно в составе К. л. увеличивается доля тяжёлых ядер. Однако данные о составе К. л. в этой области энергий пока весьма скудны. При $\epsilon_K > 10^{19}$ — 10^{20} эВ спектр должен резко обрываться из-за ухода частиц в межгалактич. пространство и взаимодействия с фотонами микроволнового фонового излучения. Поток частиц в области сверхвысоких энергий очень мал: на площадь 10 км^2 за год попадает в среднем не более одной частицы с $\epsilon_K \sim 10^{20}$ эВ.

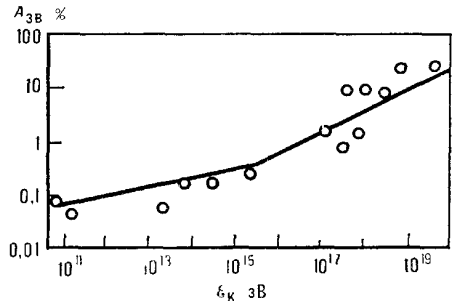


Рис. 3. Амплитуда звёздно-суточной анизотропии $A_{зв}$ космических лучей в зависимости от энергии ϵ_K в интервале 10^{11} — 10^{20} эВ. Максимальное значение $A_{зв} = 35\%$ наблюдалось при $\epsilon_K = 2 \cdot 10^{19}$ эВ.

Для К. л. с $\epsilon_K \sim 10^{11}$ — 10^{15} эВ характерна высокая изотропия: с точностью до 0,1% интенсивность частиц по всем направлениям одинакова. При более высоких энергиях анизотропия растёт и в интервале $\epsilon_K \sim 10^{19}$ — 10^{20} эВ достигает неск. десятков % (рис. 3). Анизотропия $\sim 0,1\%$ с максимумом вблизи 19 ч звёздного времени соответствует преимущественному направлению движения К. л. вдоль силовых линий магн. поля галактич. спирального рукава, в к-ром находится Солнце. С ростом энергии частиц время максимума сдвигается к 13 ч звёздного вре-

мени, что соответствует наличию дрейфового потока К. л. с $\mathcal{E}_K \approx 3 \cdot 10^{15}$ эВ из Галактики поперёк магнитных силовых линий.

4. Происхождение космических лучей

Из-за высокой изотропии К. л. наблюдения у Земли не позволяют установить, где они образуются и как распределены во Вселенной. На эти вопросы ответила радиоастрономия в связи с открытием космич. *синхротронного излучения* в диапазоне радиочастот $\nu \sim 10^7 - 10^9$ Гц. Это излучение создаётся электронами очень высокой энергии при их движении в магн. поле Галактики.

Частота ν , на к-рой интенсивность радиоизлучения максимальна, связана с напряжённостью магн. поля H и энергией электрона $\mathcal{E}_K$ соотношением $\nu = 4,6 \cdot 10^{-6} \mathcal{E}_K^2 \cdot H \sin \theta$ (Гц), где θ —pitch-угол электрона (угол между вектором скорости электрона и вектором H). Магн. поле Галактики, измеренное неск. методами, имеет величину $(2-7) \cdot 10^{-6}$ Э. В среднем, при $H = 3 \cdot 10^{-6}$ Э и $\sin \theta = 0,5$, $\mathcal{E}_K \sim 10^9 - 10^{10}$ эВ, т. е. радиоизлучающие электроны должны иметь такие же энергии, как и осн. масса К. л., наблюдаемых у Земли. Эти электроны, являющиеся одним из компонентов К. л., занимают протяжённую область, охватывающую всю Галактику и называемую галактич. гало. В межзвёздных магн. полях электроны движутся подобно др. заряженным частицам высокой энергии — протонам и более тяжёлым ядрам. Разница состоит лишь в том, что благодаря малой массе электроны, в отличие от более тяжёлых частиц, интенсивно излучают радиоволны и тем самым обнаруживают себя в удалённых частях Галактики, являясь индикатором К. л. вообще.

Кроме общего галактич. синхротронного радиоизлучения были обнаружены дискретные его источники: оболочки *сверхновых звёзд*, ядро Галактики, *радиогалактики*, *квазары*. Естественно ожидать, что все эти объекты — источники К. л.

До начала 70-х гг. 20 в. многие исследователи считали, что К. л. с $\mathcal{E}_K > 3 \cdot 10^{15}$ имеют в основном метagalactic. происхождение. При этом указывалось на отсутствие известных галактич. источников частиц с $\mathcal{E}_K$ вплоть до 10^{21} эВ и на трудности, связанные

с проблемой их удержания в Галактике. В связи с открытием пульсаров (1967 г.) был рассмотрен ряд возможных механизмов ускорения до сверхвысоких энергий даже очень тяжёлых ядер. С другой стороны, полученные данные свидетельствуют о том, что наблюдаемые у Земли электроны образуются и накапливаются в Галактике. Нет никаких оснований думать, что протоны и более тяжёлые ядра ведут себя в этом

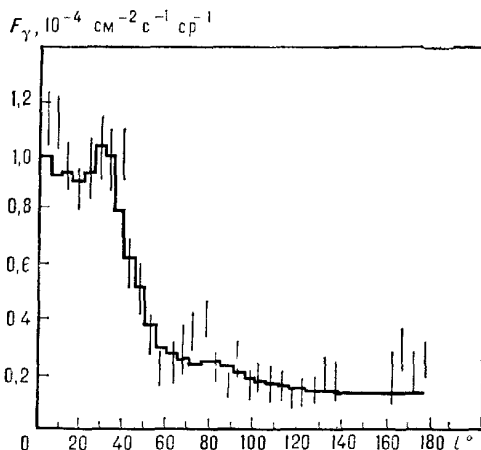


Рис. 4. Зависимость потока гамма-лучей F_γ от галактической долготы l по данным наблюдений (вертикальные черточки) в сравнении с результатами расчета (сплошная кривая) на основе гипотезы об остатках вспышек сверхновых как главном источнике космических лучей.

отношении по-другому. Т. о., оправдывается теория галактич. происхождения К. л.

Косвенное подтверждение этой теории получено из данных о распределении по небесной сфере источников космич. гамма-излучения. Это излучение возникает за счёт распада π^0 -мезонов, к-рые образуются при столкновениях К. л. с частицами межзвёздного газа, а также вследствие тормозного излучения релятивистских электронов при их столкновениях с частицами межзвёздного газа. Гамма-лучи не подвержены воздействию магн. полей, поэтому направление их прихода непосредственно указывает на источник. В отличие от наблюдаемого внутри Солнечной системы почти изотропного распределения К. л., распределение гамма-излучения по небу оказалось весьма неравномерным и подобным распределению сверхновых звёзд по галактич. долготе (рис. 4). Хорошее сов-

падение экспериментальных данных с ожидаемым распределением гамма-излучения по небесной сфере служит веским доказательством того, что осн. источник К. л. — сверхновые звёзды.

Теория происхождения К. л. описывается не только на гипотезу о галактич. природе источников К. л., но и на представление о том, что К. л. длительное время удерживаются в Галактике, медленно вытекая в межгалактич. пространство. Двигаясь по прямой, К. л. покинули бы Галактику спустя неск. тысяч лет после момента генерации. В масштабах Галактики это время столь мало, что восполнить потери при такой быстрой утечке было бы невозможно. Однако в межзвёздном магн. поле с сильно запутанными силовыми линиями движение К. л. имеет сложный характер, напоминающий диффузию молекул в газе. В результате время утечки К. л. из Галактики оказывается в тысячи раз большим, чем при прямолинейном движении. Сказанное касается осн. части частиц К. л. (с $\mathcal{E}_K < 10^{15}$ эВ). Частицы с более высокой энергией, число к-рых очень мало, слабо отклоняются галактич. магн. полем и покидают Галактику сравнительно быстро. С этим, по-видимому, связан излом в спектре К. л. при $\mathcal{E}_K \approx 3 \cdot 10^{15}$ эВ.

Наиболее надёжная оценка времени утечки К. л. из Галактики получается по данным об их составе. В К. л. в очень большом количестве (по сравнению со ср. распространённостью элементов) присутствуют лёгкие ядра (Li, Be, B). Они образуются из более тяжёлых ядер К. л. при столкновении последних с ядрами атомов межзвёздного газа (в основном водорода). Для того чтобы лёгкие ядра присутствовали в наблюдаемом количестве, К. л. за время их движения в Галактике должны проходить толщу межзвёздного вещества ок. 3 г/см^2 . Согласно данным о распределении межзвёздного газа и остатков вспышек сверхновых звёзд, возраст К. л. не превышает 30 млн. лет.

В пользу сверхновых как осн. источника К. л., кроме данных радио-, рентгеновской и гамма-астрономии, говорят также оценки их энерговыделения при вспышках. Вспышки сверхновых сопровождаются выбросом огромных масс газа, образующих вокруг взрывающейся звезды большую ярко светящуюся и расширяющуюся оболочку (туманность). Полная энергия взрыва,

к-рая уходит на излучение и кинетич. энергию разлёта газа, может достигать 10^{51} — 10^{52} эрг. В нашей Галактике, по последним данным, сверхновые вспыхивают в среднем не реже одного раза в 100 лет. Если отнестись энергии вспышки 10^{51} эрг к этому промежутку времени, то ср. мощность вспышек составит ок. $3 \cdot 10^{41}$ эрг/с. С другой стороны, для поддержания совр. плотности энергии К. л. ок. $1 \text{ эВ/см}^3 = 1,6 \cdot 10^{-12}$ эрг/см³ мощность источников К. л. при ср. времени жизни К. л. в Галактике $3 \cdot 10^7$ лет должна быть не меньше 10^{40} эрг/с. Отсюда следует, что для поддержания плотности энергии К. л. на совр. уровне достаточно, чтобы им было передано всего неск. % мощности вспышки сверхновой. Однако радиоастрономия позволяет непосредственно обнаружить только радиоизлучающие электроны. Поэтому ещё нельзя окончательно утверждать (хотя это представляется вполне естественным, особенно в свете достижений гамма-астрономии), что при вспышках сверхновых генерируется также достаточное количество протонов и более тяжёлых ядер. В связи с этим не потеряли значения поиски и др. возможных источников К. л. Большой интерес в этом отношении представляют пульсары (где, по-видимому, возможно ускорение частиц до сверхвысоких энергий) и области галактич. ядра (где возможны взрывные процессы гораздо большей мощности, чем взрывы сверхновых). Однако мощность генерации К. л. галактич. ядром не превосходит, по-видимому, суммарной мощности их генерации при вспышках сверхновых. Кроме того, большая часть К. л., образованных в ядре, покинет диск Галактики раньше, чем достигнет окрестностей Солнца. Т. о., можно считать, что вспышки сверхновых явл. главным, хотя и не единственным источником К. л.

5. Механизмы ускорения космических лучей

Вопрос о возможных механизмах ускорения частиц до энергий $\sim 10^{21}$ эВ в деталях ещё далёк от окончат. решения. Однако в общих чертах природа процесса ускорения уже ясна. В обычном (неионизованном) газе перераспределение энергии между частицами происходит за счёт их столкновений между собой. В разреженной космич. плазме столкновения между заряженными ча-

стициями играют очень малую роль, а изменение энергии (ускорение или замедление) отдельной частицы обусловлено её взаимодействием с эл.-магн. полями, возникающими при движении всех окружающих её частиц плазмы.

В обычных условиях число частиц с энергией, заметно превышающей ср. энергию теплового движения частиц плазмы, ничтожно мало. Поэтому ускорение частиц должно начинаться практически от тепловых энергий. В космич. плазме (электрически нейтральной) не могут существовать сколько-нибудь значительные электростатич. поля, к-рые могли бы ускорять заряженные частицы за счёт разности потенциалов между точками поля. Однако в плазме могут возникать электрич. поля импульсного или индукционного характера. Импульсные электрич. поля появляются, напр., при разрыве нейтрального токового слоя, возникающего в области соприкосновения магн. полей противоположной полярности (см. *Вспышки на Солнце*). Индукционное электрич. поле появляется при увеличении напряжённости магн. поля со временем (бетатронный эффект). Кроме импульсных полей начальная стадия ускорения может быть обусловлена взаимодействием ускоряемых частиц с электрическими полями плазменных волн в областях с интенсивным турбулентным движением плазмы.

В отличие от регулярного ускорения импульсными и индукционными электрич. полями, ускорение плазменными волнами имеет статистич. характер. В турбулентной плазме имеется большое количество волн с разными фазовыми скоростями. Для частиц со скоростями $v > v_T$ (v_T — тепловая скорость электронов) всегда находится достаточное число волн, с к-рыми они усиленно взаимодействуют (частица медленно движется относительно «вершины» волны и отражается от неё). Эффективная темп-ра плазменных волн на много порядков больше, чем темп-ра частиц плазмы. Поэтому стремление к равномерному распределению темп-ры (энергии) между волнами и взаимодействующими с ними быстрыми частицами приводит к значит. ускорению последних. Этот механизм аналогичен известному статистич. механизму Ферми (подробнее об этом см. ниже), но здесь он определяется условиями *плазменной турбулентности*.

В космосе, по-видимому, существует иерархия ускорительных механизмов, к-рые работают в различных комбинациях или в различной последовательности в зависимости от конкретных условий в области ускорения. Ускорение импульсным электрич. полем или плазменной турбулентностью способствует последующему ускорению индукционным (бетатронным) механизмом или механизмом Ферми.

Нек-рые особенности процесса ускорения частиц в космосе связаны с поведением плазмы в магн. поле. Космич. магн. поля существуют в больших объёмах пространства. Частица с зарядом Ze и импульсом p движется в магн. поле H по искривлённой траектории с мгновенным радиусом кривизны

$$\rho = cp / (300H \cdot Ze \cdot \sin\theta) = R / (300 H \sin\theta),$$

где $R = cp / Ze$ — магн. жёсткость частиц (измеряется в вольтах), θ —pitch-угол частицы. Если поле мало изменяется на расстояниях, сравнимых с величиной ρ , то траектория частицы имеет вид винтовой линии, навивающейся на силовую линию магн. поля. При этом силовые линии поля как бы прикреплены к плазме (вморожены в плазму) — смещение любого участка плазмы вызывает соответствующее смещение и деформацию силовых линий магн. поля, и наоборот. Если в плазме возбуждены достаточно интенсивные движения (такая ситуация возникает, напр., в результате взрыва сверхновой), то имеется много таких беспорядочно движущихся участков плазмы. Для наглядности их удобно рассматривать как отдельные плазменные облака, движущиеся друг относительно друга с большими скоростями. Осн. масса частиц плазмы удерживается в облаках и движется вместе с ними. Однако небольшое число частиц высокой энергии, для к-рых радиус кривизны траектории в магн. поле плазмы сравним с размером облака или превышает его, попадая в облако, не остаётся в нём. Эти частицы лишь отклоняются магн. полем облака, происходит как бы столкновение частицы с облаком в целом и рассеяние частиц на нём (рис. 5). В таких условиях частица эффективно обменивается энергией сразу со всем облаком. Но кинетич. энергия облака очень велика и в принципе энергия ускоряемой т. о. частицы может расти неограниченно, пока частица не покинет область с ин-

тенсивными движениями плазмы. Такова суть статистич. механизма ускорения, предложенного Э. Ферми в 1949 г. Аналогично происходит ускорение частиц при их взаимодействии с мощными ударными волнами (напр., в межпланетном пространстве), в частности при сближении двух ударных волн, образующих отражающие магн. «зеркала» (или «стенки») для ускоряемых частиц.

Все механизмы ускорения приводят к спектру К. л., в к-ром с ростом энергии число частиц убывает. На этом сходство механизмов кончается. Несмотря

на то, что ускорение зависит от сорта частиц, что должно вести к сильному изменению их состава по сравнению с составом исходной плазмы. Спектр ускоренных протонов, однако, и в этом случае может быть $\sim \exp(-R/R_0)$.

Бетатронный механизм, в основе к-рого лежит сохранение адиабатич. инварианта движения частицы $p^2 \sin \theta / H = \text{const}$, даёт степенной спектр $D(R) \sim R^{-\gamma}$ и не избирателен по отношению к сорту частиц, но его эффективность пропорциональна магн. жёсткости частицы ($dR/dt \sim R$), т. е. для его действия необходимо предварительное ускорение (инжекция).

Механизм ускорения Ферми даёт степенной энергетич. спектр $D(\mathcal{E}_K) \sim \mathcal{E}_K^{-\gamma}$, однако он избирателен по отношению к сорту частиц. Ускорение ударными волнами в космич. плазме также приводит к степенному энергетич. спектру, причём теоретич. расчёты дают показатель $\gamma = 2,5$, что довольно хорошо соответствует наблюдаемой форме спектра К. л. Т. о., теория ускорения, к сожалению, допускает неоднозначный подход к интерпретации наблюдаемых спектров ускоренных частиц (в частности, солнечных К. л.).

Процессы ускорения импульсными электр. полями вблизи нулевых линий магн. поля наблюдаются во время вспышек на Солнце, когда в течение неск. мин появляются частицы, ускоренные до энергии в неск. ГэВ. Вблизи пульсаров, в оболочках сверхновых звёзд в Галактике, а также во внегалактич. объектах — радиогалактиках и квазарах — этот процесс также может играть роль осн. механизма ускорения или, по крайней мере, роль инжектора. В последнем случае инжектируемые частицы ускоряются до макс. наблюдаемых в К. л. энергий в результате взаимодействий с волнами и с неоднородностями магн. поля в турбулентной плазме.

Наблюдения в различных масштабах (Галактика, Солнце, магнитосфера Земли и т. д.) показывают, что ускорение частиц происходит в космич. плазме всюду, где имеются достаточно интенсивные неоднородные движения и магн. поля. Однако в большом количестве и до очень больших энергий частицы могут ускоряться только там, где плазме сообщается очень большая кинетич. энергия. Это как раз и происходит в та-

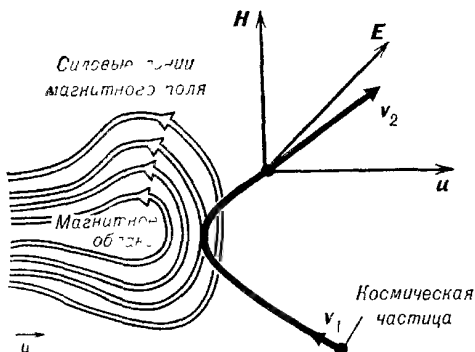


Рис. 5. Столкновение частицы с движущимся магнитным облаком. При движении облака возникает электрическое поле E , направленное перпендикулярно векторам напряжённости магнитного поля H и скорости облака u . Это поле ускоряет частицу при встречном столкновении с облаком или замедляет её, если она догоняет облако.

ря на интенсивные теоретич. и экспериментальные исследования, пока не найдено универсального механизма ускорения или комбинации механизмов, к-рые могли бы объяснить все особенности спектра и зарядового состава К. л. В случае, напр., импульсного электр. поля E скорость приращения жёсткости R определяется соотношением $dR/dt = cE$, т. е. не зависит от первоначальной магн. жёсткости частиц. При этом ускоряются все частицы в области действия поля E , их состав будет отражать состав исходной плазмы, а спектр иметь вид $D(R) \sim \exp(-R/R_0)$, где R_0 — характеристическая жёсткость спектра.

При ускорении плазменными волнами могут ускоряться частицы с энергией лишь в неск. раз больше тепловой. Число таких частиц не слишком мало, но условия ускорения будут существ-

ких грандиозных космич. процессах, как вспышки сверхновых звёзд, активность радиогалактик и квазаров.

Наряду с огромной ролью К. л. в астрофизич. процессах, необходимо отметить их значение для изучения далёкого прошлого Земли (изменений климата, эволюции биосферы и т. д.) и для решения некоторых практич. задач современности (обеспечение радиац. безопасности космонавтов, оценка возможного вклада К. л. в метеозащитные и т. п.).

Лит.: Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И., Происхождение космических лучей, М., 1963; Мирошниченко Л. И., Космические лучи в межпланетном пространстве, М., 1973; Дорман Л. И., Экспериментальные и теоретические основы астрофизики космических лучей, М., 1975; Топтыгин И. Н., Космические лучи в межпланетных магнитных полях, М., 1983.
Л. И. Мирошниченко.

КОСМОХРОНОЛОГИЯ ЯДЕРНАЯ — восстановление хронологич. картины процесса образования изотопов хим. элементов (нуклеосинтеза) в нашей Галактике по изучению относительного содержания долгоживущих радиоактивных изотопов и продуктов их распада в веществе Земли, Луны и метеоритов. Отправной точкой на шкале времени служит при этом момент кристаллизации земных (лунных) пород и вещества метеоритов, к-рый весьма надёжно определяется с помощью уран-свинцового, рубидий-стронциевого и калий-аргонового методов ядерной геохронологии. Эти методы основаны на том, что скорость распада радиоактивных ядер постоянна во времени, и по количеству продуктов распада можно определить длительность периода их накопления в исследуемых минералах. В уран-свинцовом методе определяется количество радиогенных изотопов свинца ^{206}Pb и ^{207}Pb — конечных продуктов в цепочке быстрых ядерных превращений, сопровождающих α -распад ^{238}U и ^{235}U . В рубидий-стронциевом методе используется β -распад долгоживущего изотопа ^{87}Rb (период полураспада $T_{1/2} = 4,8 \cdot 10^{10}$ лет), приводящий к образованию стабильного изотопа ^{87}Sr , а калий-аргоновый основан на изучении накопления ^{40}Ar в калийсодержащих минералах, где он образуется при захвате орбитальных электронов ядрами ^{40}K . Возраст Земли и Луны, определяемый как возраст самых старых из исследованных образцов земных и лунных пород, оказывается близким

к возрасту метеоритов, к-рый составляет $(4,6 \pm 0,1) \cdot 10^9$ лет и принимается в качестве возраста всех твёрдых тел Солнечной системы.

Осп. выводы К. я. относительно темпов образования в Галактике изотопов хим. элементов в период, предшествующий образованию твёрдого материала Солнечной системы, могут быть сформулированы след. обр. Процесс образования изотопов тяжёлых хим. элементов в r -процессе захвата нейтронов (см. *Ядерная астрофизика, Происхождение химических элементов*) начался в период времени, отстоящий на $\Delta = (6,9 \pm 2)$ млрд. лет от момента образования твёрдых тел Солнечной системы. Этот результат получен на основе анализа наблюдаемых значений распространённости долгоживущих изотопов ^{235}U ($T_{1/2} = 7,0 \cdot 10^8$ лет), ^{238}U ($T_{1/2} = 4,5 \cdot 10^9$ лет), ^{232}Th ($T_{1/2} = 1,4 \cdot 10^{10}$ лет) и продуктов их распада. Данные о продолжительности s -процесса образования тяжёлых элементов, получаемые рений-осмиевым методом, существенно менее определённы, однако они, по-видимому, также приводят к довольно близкому значению Δ .

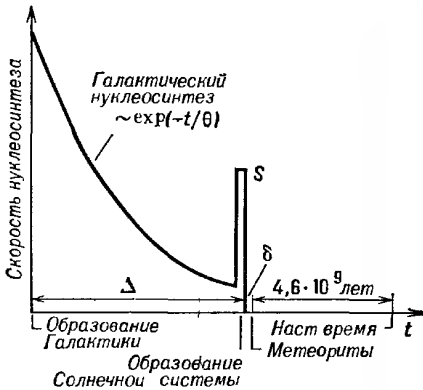
Темп обогащения вещества Галактики тяжёлыми элементами был наиболее высок в начальный период, однако данные, полученные с помощью относительно короткоживущих хронометров нуклеосинтеза ^{129}I ($T_{1/2} = 1,6 \cdot 10^7$ лет) и ^{244}Pu ($T_{1/2} = 8,1 \cdot 10^7$ лет), показывают, что этот процесс продолжался и во время, непосредственно предшествовавшее образованию Солнечной системы.

Прекращение процесса обогащения тяжёлыми элементами вещества протосолнечного газового облака и его обособление от галактич. газа произошли за время $\delta = 150$ млн. лет до образования первых родительских тел метеоритов (рис.). Ряд аргументов свидетельствует в пользу того, что моменту обособления протосолнечного газового облака непосредственно предшествовал всплеск интенсивности процесса нуклеосинтеза, носивший, скорее всего, локальный характер (напр., взрывы близких сверхновых) и приведший к образованию $\sim 10^{-2}$ от общего количества тяжёлых элементов в веществе Солнечной системы. Возможно, что вспышка близкой сверхновой вообще послужила толчком для формирования Солнечной системы.

(см. *Звездообразование, Происхождение Солнечной системы*).

Экспериментальные данные о распространённости долгоживущих изотопов тяжёлых элементов и продуктов их распада совместимы с предположением об экспоненциальном спадении темпа галактич. нуклеосинтеза (рис.) с характерным временем затухания $\theta = (3 \pm 2) \cdot 10^9$ лет. Существенно, что выбор конкретного вида хронологич. модели галактич. нуклеосинтеза мало сказывается на определении времени начала процесса образования изотопов тяжёлых элементов в r -процессе.

Перечисленные выводы основаны на анализе эмпирич. материала с привлечением известных закономерностей ядерной физики и миним. числа самых общих предположений об эволюции Галактики и механизмах нуклеосинтеза. Они



Хронологическая модель r -процесса нуклеосинтеза (по У. Фаулеру). S — всплеск интенсивности процесса обогащения вещества протосолнечного гааового облака продуктами r -процесса нуклеосинтеза.

служат экспериментальной основой построения эволюционной картины формирования хим. элементов в Галактике и убедительно свидетельствуют о том, что массивные звёзды первых поколений, завершившие свою эволюцию выбросом в межзвёздное пространство переработанного в их недрах вещества, явились главным источником формирования наблюдаемого изотопного состава Галактики.

Лит.: Тейлер Р. Дж., Происхождение химических элементов, пер с англ., М., 1975; Чечев В. П., Крамаровский Я. М., Радиоактивность и эволюция Вселенной, М., 1978; Войткевич Г. В., Химическая эволюция Солнечной системы, М., 1979; Fowler W. A., In: *Cosmology Fusion and Other Matters*, L., [1972].

Г. В. Домогацкий.

КРАБОВИДНАЯ ТУМАННОСТЬ. Несколько тысяч лет назад в нашей Галактике произошёл мощный космич. взрыв. Порождённое взрывом световое излучение достигло Земли в 1054 г. Китайские и японские астрологи отметили в этом году вспышку необычайно яркой звезды в созвездии Тельца. Первоначально звезда была видна даже днём подобно Венере, через 23 дня блеск её настолько уменьшился, что днём она уже не была видна, а примерно через год «исчезла» с неба. Значительно позже, в 18 в., франц. астроном Ш. Мессье обратил внимание на необычный вид туманности в созвездии Тельца и по

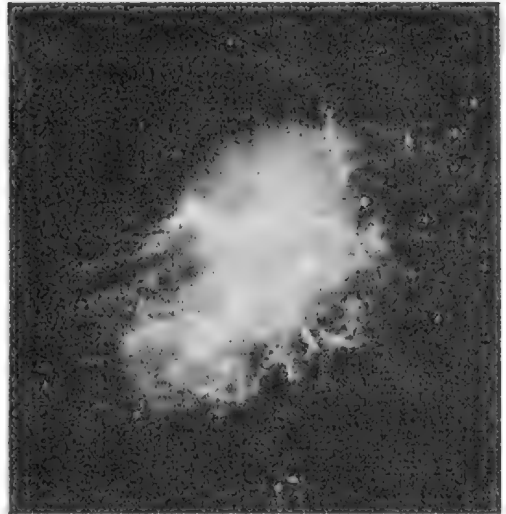


Рис. 1. Крабовидная туманность (NGC 1952), снятая в интервале длин волн 630—670 мкм (север внизу).

этой причине поставил её на первое место в своём каталоге туманностей и звёздных скоплений (M1, туманность №1 в каталоге Мессье). Туманность имеет волокнистую структуру (рис. 1) и по внеш. виду напоминает клешню краба, отсюда и её название. Положение Крабовидной туманности соответствует положению сверхновой 1054 г. Это позволяет с большой достоверностью считать, что К. т. возникла в результате взрыва сверхновой звезды, к-рыи наблюдался свыше 900 лет назад.

Интегральная фотографияч. звездная величина К. т. равна 9^m , а расстояние до неё ок. 2 кпк. Ажурная волокнистая структура туманности (рис. 2, а) представляет собой оболочку, расширяющуюся, как показывает доплеровское

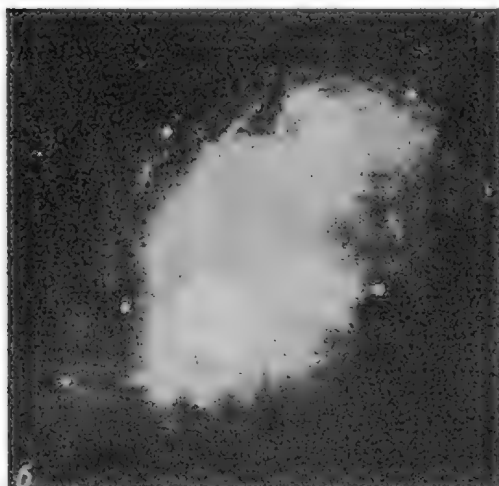
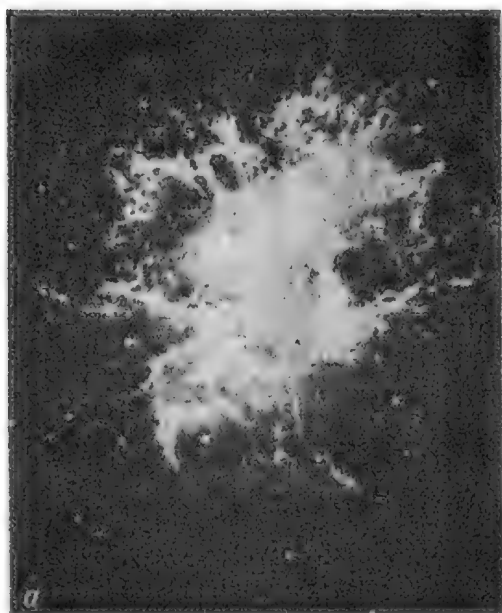


Рис. 2. а — фотография газовой составляющей Крабовидной туманности, имеющей сетчато-волоконистую структуру; получена через светофильтр, пропускающий излучение азота NII и линию водорода $\text{H}\alpha$; видимые размеры туманности $6' \times 4'$. б — фотография аморфной составляющей туманности, излучающей непрерывный спектр (север внизу).

смещение её спектр. линий и изменение положения отдельных волокон, с громадной скоростью ($v \approx 1200$ км/с). Размеры и скорость расширения К. т. позволяют оценить время её расширения. Оценка даёт ок. 900 лет, что хорошо согласуется со временем, прошедшим

с момента наблюдения вспышки сверхновой. Характерно, что расширение происходит не с постоянной скоростью или замедлением, как следовало бы ожидать, а ускоренно (т. е. в начале разлёта скорость была меньше). Этот вывод следует из того, что радиус туманности несколько меньше величины vt , где t — время разлёта. Ускорение равно $0,0016$ см/с² и, как полагают, вызвано давлением магн. поля и релятивистских частиц туманности. Оболочка имеет вид достаточно правильного эллипсоида вращения; видимые угловые размеры его осей составляют $6'$ и $4'$, что соответствует 9 и 6 св. годам при расстоянии до К. т. ≈ 2 кпк.

Эмиссионный линейчатый спектр волокон и оболочки К. т. не отличается заметно от излучения обычных газовых туманностей. Ионизованный газ волокон К. т. в основном состоит из водорода с примесью гелия, азота, кислорода, неона, серы и имеет темп-ру $\approx 17\,000$ К. Относительный хим. состав волокон близок к составу планетарных туманностей и межзвездного газа. Концентрация электронов в волокнах достигает 10^3 в 1 см³, а ср. плотность газа $5 \cdot 10^{-21}$ г/см³. Общая масса газа всей системы волокон находится в пределах $0,05-0,1 M_{\odot}$. Излучение волокнистой оболочки составляет только 20% полного излучения К. т., остальные 80% даёт т. н. аморфная масса (рис. 2, б), заключённая внутри оболочки и излучающая непрерывный спектр (без линий излучения или поглощения). Эта аморфная масса имеет клочковато-волоконистую структуру, и на высококачественных фотографиях видно, что она состоит из множества тонких нитей.

Природу излучения аморфной массы помогло раскрыть сильное радиоизлучение К. т. Это излучение генерируется ультрарелятивистскими электронами, движущимися в магн. полях К. т. (см. *Синхротронное излучение*). Оптич. излучение аморфной массы тоже явл. синхротронным, но оно образуется электронами, имеющими более высокую энергию, чем электроны, дающие радиоизлучение. Синхротронная природа свечения аморфной массы подтверждается сильной поляризацией излучения (рис. 3), т. к. при синхротронном излучении колебания электрич. вектора световой волны перпендикулярны вектору напряжённости магн. поля туманности. По преимущественному положению пло-

скости поляризации излучения было определено направление магн. поля в разных частях туманности. Оказалось, что поле это довольно регулярно и

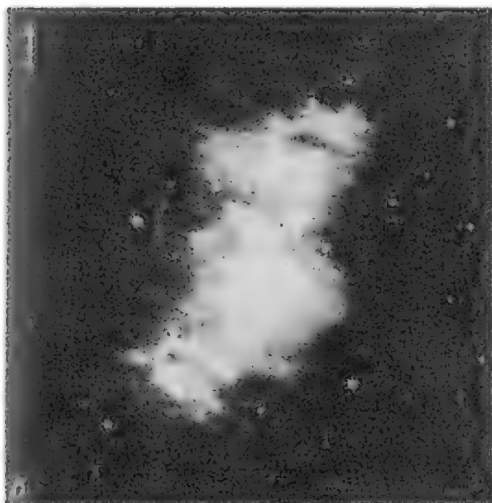
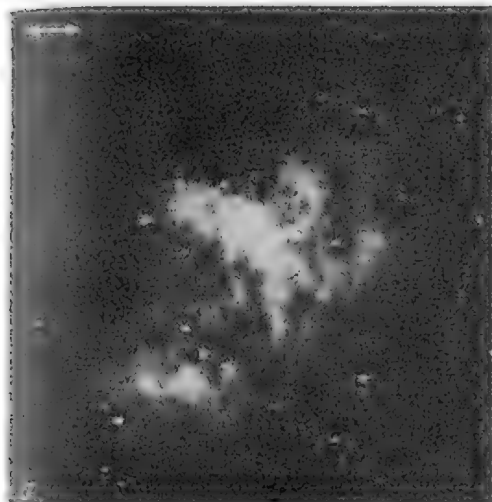


Рис. 3. Крабовидная туманность, сфотографированная в различно поляризованном свете; стрелками на рис. а и б показаны соответствующие направления колебаний электрического вектора световых волн (север внизу).

что нити аморфной массы направлены вдоль силовых линий магн. поля и представляют собой, следовательно, потоки очень быстрых релятивистских электронов, расходующих свою энергию на излучение («высвечивающихся») при движении по спирали вдоль силовых линий магн. поля. Напряжённость поля,

определённая из условия, что плотность его энергии равна плотности энергии релятивистских частиц, составляет 10^{-3} Э. При такой напряжённости оптич. синхротронное излучение создаётся электронами с энергией 10^{11} — 10^{12} эВ, а радиоизлучение — электронами с энергией 10^9 эВ.

При помощи рентг. телескопа, вынесенного за пределы земной атмосферы, было обнаружено рентг. излучение, идущее из центральной части К. т., а затем была определена и поляризация рентг. излучения К. т. По полученным данным, рентг. излучение К. т. имеет ту же природу, что и синхротронное радио-, оптич. и УФ-излучение. Но оно генерируется электронами ещё более высоких энергий. Электроны, ответственные за радиоизлучение, высвечивают свою энергию за неск. тыс. лет; «оптические» электроны высвечиваются за 50—100 лет, «рентгеновские» — за время меньше года, а электроны, дающие гамма-излучение, — всего лишь за неск. недель. Кроме того, энергия электронов убывает за счёт расширения туманности. Именно малое время жизни «рентгеновских» электронов определяет сравнительно небольшие размеры туманности в этом участке спектра — ок. $2'$.

Источником электронов высокой энергии в К. т. могла бы быть звезда — остаток сверхновой. Эту звезду долго не могли обнаружить, хотя и предполагали, что ею может быть одна из двух звёздочек (юго-западная звёздочка), расположенных вблизи центра К. т. и разнесённых в северо-восточном направлении на угловое расстояние $2,9''$. Юго-западная звёздочка имеет 16-ю звёздную величину и, как теперь установлено, явл. остатком сверхновой.

Фотографии К. т. показывают, что в центральной её части продолжают активные процессы. Так, на расстоянии $\sim 7''$ к северо-западу от двух центральных звёздочек эпизодически, примерно раз в три месяца, появляются светлые жгуты. Они ориентированы перпендикулярно направлению своего движения, а их скорость достигает 0,1 с. По мере движения яркость жгута уменьшается, и он исчезает при приближении к области макс. яркости К. т. Излучение жгутов почти полностью поляризовано и составляет $\approx 1/1500$ потока излучения всей туманности в оптич. диапазоне. Помимо описанного явления, долго не удавалось обнаружить др. виды

активности бывшей сверхновой, пока не было установлено, что предполагаемый остаток сверхновой представляет собой *пульсар*. Радио-, оптическое, рентгеновское и гамма-излучение пульсара К. т. (PSR 0531 + 21) имеют один и тот же период пульсации $\approx 0,033$ с. Открытие пульсара в К. т. явилось прямым подтверждением правильности теории образования *нейтронных звёзд* при вспышках сверхновых. Сложные, пока до конца не ясные эл.-магн. явления в окрестностях быстровращающейся нейтронной звезды с сильным магн.

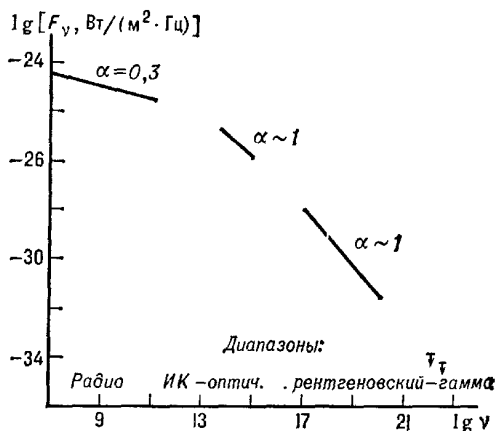


Рис. 4. Излучение Крабовидной туманности в радио-, оптическом, рентгеновском и гамма-диапазонах. Зависимость потока излучения F_ν от частоты ν имеет степенной характер: $F_\nu \sim \nu^{-\alpha}$ с $\alpha = 0,3$ для радиодиапазона и $\alpha \sim 1$ для оптического и рентгеновского диапазонов.

полем (возможно, до 10^{12} Э) приводят к генерации быстрых частиц, к-рые в дальнейшем поступают в туманность. Излучение этих частиц при движении в магн. поле К. т. и определяет весь спектр излучения аморфной массы (рис. 4). Появление жгутов связано с отдельными периодами повышенной активности нейтронной звезды, с выбросом большого числа релятивистских частиц и тепловой плазмы. Совр. исследования показали, что нейтронные звёзды образуются при взрывах массивных звёзд. Поэтому К. т. относят к *остатку вспышки сверхновой II типа* (к т. п. плерионам).

Важные результаты были получены при исследовании с высоким угловым разрешением распределения радиояркости К. т. методом покрытий её Луной. Эти измерения, а также в последующем

наблюдения методом апертурного синтеза (см. *Апертурного синтеза метод*) показали, что область радиоизлучения К. т. совпадает с её оптически видимыми границами, а не простирается за их пределы, как считалось ранее. Т. о. было доказано, что оболочка туманности явл. её физ. границей. Распределение радиояркости К. т. напоминает распределение оптич. яркости в аморфной массе, что ещё раз убедительно доказывает единство природы её излучения. Но, в отличие от оптич. излучения, в радиодиапазоне более ярко выражены периферийные области и отдельные яркие образования небольших размеров. Это отличие обусловлено радиоизлучением оболочки К. т., особенностями распределения магн. полей и энергетическим распределением электронов.

Полная мощность эл.-магн. излучения К. т., включая излучения пульсара (вклад к-рого в рентг. диапазоне достигает $\approx 9\%$, а в гамма-диапазоне ещё выше), составляет $\sim 10^{38}$ эрг/с. Источником энергии электронов, порождающих это излучение, и магн. полей К. т. явл. кинетич. энергии вращения нейтронной звезды — остатка сверхновой. Расходуя энергию вращения, она должна постепенно увеличивать период вращения. Действительно, эффект замедления вращения пульсара К. т. был обнаружен: его период увеличивается на $3,6 \cdot 10^{-8}$ с в сут, что сопровождается убылью кинетич. энергии $\sim 10^{38} - 10^{39}$ эрг/с. Кроме медленного изменения периода вращения были обнаружены скачкообразные, быстрые возрастания скорости вращения. Эти эпизодич. изменения сопровождаются увеличением выброса релятивистских частиц и объясняются т. н. *звездотрясениями* нейтронной звезды. По мере снижения скорости вращения звезды уменьшаются центробежные силы, что приводит к накоплению механ. напряжений в коре нейтронной звезды. Наступает момент, когда эти напряжения «ломают» кору и размеры звезды уменьшаются, а скорость её вращения соответственно увеличивается. В дальнейшем процесс повторяется. Т. о., вопрос об источнике энергии К. т. удалось решить.

Мощность синхротронного излучения К. т. во всём интервале длин волн достигает $\sim 10^{38}$ эрг/с. Как и мощность излучения самого пульсара, она на-

много превосходит мощность излучения Солнца ($\approx 4 \cdot 10^{33}$ эрг/с).

Наблюдения других, более старых, остатков сверхновых показывают, что уровень активности пульсаров с течением времени снижается, период вращения увеличивается, а окружающая пульсар волокнистая туманность (оболочка) постепенно рассеивается в межзвёздном пространстве. До конца эволюционный путь звёзд — остатков сверхновых ещё не ясен.

В истории совр. астрофизики К. т. сыграла выдающуюся роль. Ни один другой космич. объект не стимулировал развитие идей и методов совр. экспериментальной и теоретич. астрофизики так, как эта удивительная туманность. К. т. была первым источником космич. радиоизлучения, отождествлённым с галактич. объектом, первым отождествлённым космич. источником рентг. излучения. У К. т. впервые обнаружили оптич. синхротронное излучение и поляризацию излучения. В К. т. находится пульсар, у которого впервые было обнаружено оптич., рентг. и гамма-излучение. Благодаря результатам исследований К. т. стало возможным более глубоко обосновать теорию эволюции звёзд, уточнить условия, при к-рых эволюция завершается стадией нейтронной звезды. Открытие пульсара практически доказало существование нейтронных звёзд. На примере К. т. впервые была понята роль релятивистских частиц и нейтронной звезды в эволюции остатков вспышек сверхновых. Уже обнаружено неск. объектов, подобных К. т., к-рые выделены в отдельный тип остатков вспышек сверхновых — тип К. т. (плерионы). К. т. продолжает привлекать внимание учёных как уникальная космич. лаборатория, к-рая позволяет раскрыть ещё многие тайны космоса.

Лит.: Гинзбург В. Л., Современная астрофизика, М., 1970; Шкловский И. С., Сверхновые звезды, 2 изд., М., 1976; Манчестер Р., Тейлор Д. ж., Пульсары, пер. с англ., М., 1980; Звезды и звездные системы, М., 1981; Астрофизика и космическая физика, М., 1982.

Л. И. Матвеевко.

КРАСНОЕ СМЕЩЕНИЕ — увеличение длин волн линий в спектре источника (смещение линий в сторону красной части спектра) по сравнению с линиями эталонных спектров. Количественно К. с. характеризуется обычно величиной $z = (\lambda_{\text{прин}} - \lambda_{\text{исп}}) / \lambda_{\text{исп}}$, где $\lambda_{\text{исп}}$ и $\lambda_{\text{прин}}$ — соответственно длина волны,

испущенной источником, и длина волны, принятой наблюдателем (приёмником излучения). Известны два механизма, приводящих к появлению К. с.

К. с., обусловленное эффектом Доплера, возникает в том случае, когда движение источника света относительно наблюдателя приводит к увеличению расстояния между ними (см. *Доплера эффект*). В релятивистском случае, когда скорость движения источника сравнима со скоростью света, К. с. может возникнуть и в том случае, если расстояние между движущимся источником и приёмником не изменяется (т. н. поперечный эффект Доплера). К. с., возникающее при этом, интерпретируется как результат релятивистского «замедления» времени на источнике по отношению к наблюдателю.

Гравитационное К. с. возникает, когда приёмник света находится в области с меньшим (по модулю) гравитационным потенциалом Φ , чем источник. В классич. интерпретации этого эффекта фотоны теряют часть энергии (энергии фотона $\varepsilon = h\nu_0$) на преодоление сил гравитации. В результате характеризующая фотон частота ν уменьшается, а длина волны излучения $\lambda = c/\nu$ растёт: $\nu = \nu_0(1 + \frac{\Phi_1 - \Phi_2}{c^2})$, где Φ_1 и Φ_2 — гравитац. потенциалы в местах генерации и приёма излучения. Примером гравитац. К. с. может служить наблюдаемое смещение линий в спектрах плотных звёзд — белых карликов.

Наибольшие К. с. наблюдаются в спектрах далёких внегалактич. объектов — галактик и квазаров — и интерпретируются как следствие расширения Вселенной (см. *Космология*). Величина z в первом приближении прямо пропорциональна лучевой скорости объектов, к-рая для внегалактич. объектов пропорциональна расстоянию r . Зависимость z от r часто наз. законом Хаббла: $cz = Hr$, а величину H — постоянной Хаббла (см. *Хаббла закон*). Закон Хаббла обычно используется для определения расстояний до внегалактич. объектов по их К. с., если последнее достаточно велико ($10^{-3} < z < 1$, см. *Расстояния до космических объектов*). К. с. для наиболее далёких из известных галактик составляют $\gtrsim 1$, а для ряда квазаров превышают 3,5.

А. В. Засов.

КРАСНЫЕ ГИГАНТЫ И СВЕРХГИГАНТЫ — относительно холодные звёзды высокой светимости с протяжён-

ными оболочками. Из-за низкой *эффективной температуры* этих звёзд ($T_{\text{э}} \approx 3000\text{—}5000\text{ K}$) поток энергии с единицы площади их поверхности мал — в 2—10 раз меньше, чем у Солнца. Однако светимость таких звёзд может достигать $10^5\text{—}10^6 L_{\odot}$, т. к. красные гиганты (к. г.) и красные сверхгиганты (к. с.) имеют очень большие радиусы — до $4000\text{—}5000 R_{\odot}$, и, соответственно, огромные поверхности. Максимум излучения этих звёзд приходится на красную и ИК-области спектра. К. г. и с. относятся к звёздам *спектральных классов* K и M, III и I *светимости классов* соответственно. Абс. *звёздные величины* к. г. заключены в пределах $0^m \geq M_V \geq -3^m$, у к. с. $M_V < -3^m$. Характерная особенность спектров К. г. и с. — наличие молекулярных полос поглощения. Типичные к. г. — Арктур (ок. $130 L_{\odot}$, $26 R_{\odot}$) и Альдебаран ($190 L_{\odot}$, $25 R_{\odot}$), к. с. — Бетельгейзе ($7 \cdot 10^4 L_{\odot}$, $600 R_{\odot}$) и Антарес ($5 \cdot 10^4 L_{\odot}$, $700 R_{\odot}$).

Традиционное деление звёзд на к. г. и к. с. условно, поскольку оно отражает только различие в радиусах и светимостях звёзд при сходном внутр. строении: все они имеют горячее плотное ядро и очень разрежённую протяжённую оболочку. Согласно совр. теории эволюции звёзд, звезда попадает в область *Герцшпрунга — Расселла диаграммы*, занимаемую к. г. и к. с. дважды. Первый раз — на время от $\sim 10^3$ лет для звёзд с $M \approx 10 M_{\odot}$ до $\sim 10^8$ лет для $M \approx 0,5 M_{\odot}$ — на стадии гравитац. сжатия, когда в звезде ещё не идут ядерные реакции (см. *Звездообразование*). Второй раз — после термоядерного сгорания в её ядре водорода, на время, к-рое составляет $\sim 10\%$ времени жизни звезды. Звёзды с массами $M \leq 10 M_{\odot}$ превращаются сначала в к. г., а затем — в к. с.; звёзды с $M > 10 M_{\odot}$ — непосредственно в к. с.

К. г. или к. с. имеет гелиевое ядро, вокруг к-рого в тонком слое протекают реакции термоядерного горения водорода, или углеродно-кислородное ядро, окружённое двумя слоями горения — водородным и гелиевым. Ядро почти изотермично. К. с. с $M \geq 8\text{—}10 M_{\odot}$ могут иметь ядра из более тяжёлых, чем кислород, элементов, вплоть до железа, но время жизни таких звёзд крайне мало — всего $\sim 10^3$ лет. Плотность вещества в ядрах К. г. и с. может достигать $10^8\text{—}10^9\text{ г/см}^3$, темп-ра $10^8\text{—}10^9\text{ K}$. Радиусы ядер при этом составляют сотые доли $R_{\odot}$.

Перенос энергии в протяжённых холодных оболочках К. г. и с. осуществляется *конвекцией*. Конвекция может выносить в атмосферу звезды продукты ядерного горения из неустойчивых тонких слоевых источников. Поэтому у многих К. г. и с. наблюдаются аномалии хим. состава, в частности повышенное содержание углерода. Для К. г. и с. характерна заметная потеря вещества за счёт истечения его в межзвёздное пространство (см. *Звёздный ветер*). Потери достигают $10^{-5}\text{—}10^{-6} M_{\odot}$ в год. Причиной истечения вещества может быть *давление излучения* на пыль и (или) молекулы, к-рые образуются в холодных атмосферах, пульсационная неустойчивость, ударные волны в коронах. Если скорость потери вещества очень велика, то пыль в истекающем веществе может полностью экранировать звезду (не пропускать видимое излучение). Такую звезду можно наблюдать в ИК-диапазоне. Потеря вещества у звёзд с $M < (6\text{—}8) M_{\odot}$ приводит к тому, что массы их ядер оказываются недостаточными, чтобы в них начались термоядерные реакции горения углерода. Такие звёзды превращаются в *белые карлики*, проходя перед этим стадию *планетарных туманностей*. Более массивные звёзды взрываются как *сверхновые звёзды*. В ядрах звёзд с $M \lesssim M_{\odot}$ за время жизни Галактики водород не выгорел, и они ещё не превратились в к. г.

Протяжённые истекающие оболочки, подобные оболочкам к. с., могут иметь звёзды с двойными ядрами, к-рые, вероятно, образуются в ходе *эволюции тесных двойных звёзд*.

Л. Р. Юнгельсон.

КРАСНЫЕ КАРЛИКИ — звёзды *спектральных классов* K, M, обладающие *низкой светимостью*. Большая часть К. к. относится к звёздам *главной последовательности*. Типичные массы К. к.: $0,1\text{—}0,8 M_{\odot}$, светимости: $10^{-3}\text{—}0,4 L_{\odot}$, радиусы: $0,1\text{—}0,9 R_{\odot}$. К. к. многочисленны, в них сосредоточена осн. часть вещества звёзд нашей и большинства др. галактик, напр. Галактика содержит ок. $3 \cdot 10^{11}$ К. к. Низкие светимости этих звёзд сильно затрудняют изучение их свойств. Согласно теории *эволюции звёзд*, время гравитац. сжатия К. к. и выхода их на главную последовательность (интервал времени от рождения до формирования в их недрах термоядерного источника энергии) из-за малой массы и низкой светимости велико: от $\sim 10^8$ до 10^9 лет. Поскольку время жиз-

ни Галактики $\sim 10^{10}$ лет, неск. % всех К. к. в Галактике ещё не достигли главной последовательности. Эти К. к. можно назвать эволюционно молодыми. Молодые К. к. обычно несколько ярче звёзд главной последовательности и обнаруживают признаки вспышечной активности типа UV Кита (см. *Вспыхивающие звёзды*). Продолжительность вспышек — от неск. с до десятков мин. Причина их пока не ясна, возможно, их природа аналогична природе *вспышек на Солнце* (высвобождение энергии магн. поля вследствие перезамыкания его силовых линий). К. к., достигшие главной последовательности с массой $M > 0,3 M_{\odot}$, состоят из ядра, в к-ром «горит» водород (см. *Водородный цикл*), внутр. области с лучистым переносом энергии и конвективной оболочки. В К. к. меньших масс перенос энергии из недр к поверхности осуществляется полностью конвекцией. Силы гравитации, стремящиеся сжать К. к., частично компенсируются давлением вырожденного электронного газа, роль к-рого увеличивается в звёздах меньшей массы. За время жизни Галактики термоядерное горение водорода в ядре К. к. не могло привести к существенному изменению в этих звёздах содержания водорода.

В 1980 г. было обнаружено, что быстро вращающиеся (экваториальная скорость — неск. десятков км/с) К. к. явл. источниками рентг. излучения, к-рое возникает, вероятно, в горячих коронах этих звёзд. В рентг. диапазоне излучается до 10% всей энергии. Быстрое вращение свойственно молодым К. к., а также звёздам, входящим в тесные двойные системы. Корона К. к. нагревается либо ударными, либо альвовенскими волнами, приходящими в корону из конвективных оболочек этих звёзд. Возможным источником нагрева короны может быть также энергия, освобождающаяся в магн. силовых трубках, выносимых в корону из турбулентных поверхностных слоёв К. к.

Лит.: Гершберг Р. Е., Вспышки красных карликовых звезд, М., 1970, его же, Вспыхивающие звезды малых масс, М., 1978; Эрулитивные звезды, М., 1970; Вспыхивающие звезды, Ер., 1977. А. В. Тутуков.

КРИВАЯ РОСТА — зависимость эквивалентной ширины W_{λ} спектральной линии поглощения от числа поглощающих атомов, формирующих эту линию. Иногда используются К. р. для линий

излучения (если распределение атомов по уровням энергии соответствует распределению Больцмана), определяющие полную интенсивность линии излучения в зависимости от числа излучающих атомов. К. р. применяются для определения хим. состава звёздных и планетных атмосфер, оболочек новых и сверхновых звёзд, межзвёздных облаков и др. объектов с линейчатым спектром. С помощью К. р. находят также темп-ру T и скорость микротурбулентных движений газа $v_{\text{турб}}$. Анализ производится путём сравнения теоретических и полученных из наблюдений К. р.

Линия поглощения формируется в верхней части фотосферы звезды, где коэфф. селективного (в частотах линии) поглощения заметно превосходит коэфф. непрерывного поглощения. Профиль (частотная зависимость) коэфф. поглощения в пределах спектральной линии обычно явл. свёрткой двух профилей: узкого гауссового профиля, полуширина к-рого ($\Delta\lambda_d$) определяется скоростями теплового и микротурбулентного движений (т. н. доплеровская полуширина

$$\Delta\lambda_d = \frac{\lambda}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m} + v_{\text{турб}}^2},$$

где m — масса атома), и широкого лоренцевского профиля, полуширина к-рого Γ_L обусловлена радиационным и столкновительным затуханием излучения (см. рис. 4 и 3 в ст. *Спектральные линии*).

К. р. строят обычно в шкале $\lg N g f \lambda$ по оси абсцисс и $\lg(W_{\lambda}/\Delta\lambda_d)$ по оси ординат, где g — статистич. вес нижнего уровня для рассматриваемого перехода, N — число поглощающих атомов на луче зрения (в столбике единичного сечения) в области образования линии, f — сила осциллятора линии. Безразмерная величина f представляет собой эффективное число классич. осцилляторов, которые по поглощательному действию в данной линии заменяют один атом. Для резонансных линий $f \sim 1$.

Качественно ход К. р. выглядит след. обр. При малом N линия слаба и зависимость W_{λ} от N практически линейная (рис. 1, 2). По мере увеличения N оптическая толща в центре линии, где коэфф. поглощения максимален, становится больше единицы и (вследствие экспонен-

циального характера поглощения) наступает насыщение центральной части линии (центральная глубина линии поглощения перестаёт расти). Рост W_λ замедляется и в дальнейшем происходит уже за счёт более далёких от центра ещё не насыщенных частей линии (где коэфф. поглощения не слишком мал), причём $W_\lambda \sim \sqrt{\ln N f}$. При дальнейшем увеличе-

начающегося с i -го уровня, числа поглощающих атомов N_i одинаковы. В условиях *термодинамического равновесия* число атомов на i -м уровне

$$N_i = N_0 \frac{g_i}{u_0} \exp\left(-\frac{\mathcal{E}_i}{kT}\right) \text{ или}$$

$$\lg N_i = \lg \frac{N_0}{u_0} + \lg g_i - 0,4343 \frac{\mathcal{E}_i}{kT},$$

где $\mathcal{E}_i$ — потенциал возбуждения i -го уровня, u_0 — сумма по состояниям (обычно $u_0 \approx g_0$), N_0 — число атомов на осн. уровне с $\mathcal{E}_0 = 0$ (см. Больцмана рас-

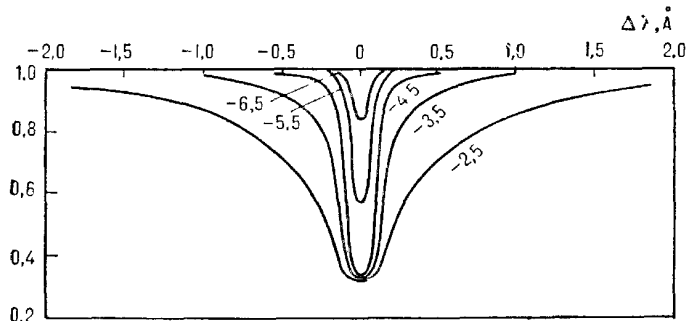


Рис. 1. Изменение теоретического профиля линии SiII ($\lambda = 4128 \text{ Å}$) в спектре звезды спектрального класса A0 V с изменением обилия кремния $\lg(N_{\text{Si}}/N_{\text{H}})$ (цифры у кривых), N_{Si} , N_{H} — концентрации атомов кремния и водорода.

нии N эти части линии также насыщаются и рост происходит за счёт широких ненасыщенных лоренцевских крыльев линии, при этом $W_\lambda \sim \sqrt{N f}$. Первая часть К. р. наз. линейной, вторая — пологой или переходной, а третья — областью затухания излучения. Т. к. характер насыщения в линии зависит

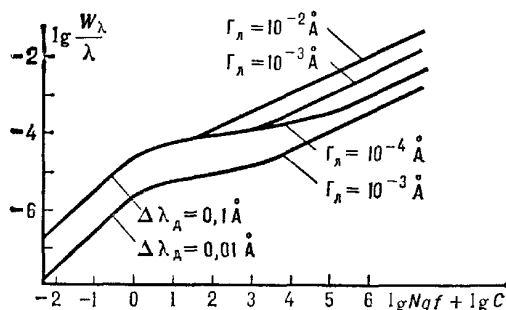


Рис. 2. Схематические кривые роста для различных значений параметров $\Delta\lambda_d$ и Γ_L . Величина C не зависит от N , g и f ; её значение определяется принятой моделью формирования линий и физическими константами.

от профиля коэфф. поглощения, форма К. р. зависит от параметров $\Delta\lambda_d$ и Γ_L .

Для построения К. р. по наблюдениям используются линии поглощения атомов или ионов, входящие в мультиплеты, т. е. имеющие общий нижний уровень энергии и различающиеся величиной gf . Для линий одного мультиплета,

предельное). Значения g_i и f_i известны заранее, они вычисляются с помощью теории атомных спектров. Величины f_i могут быть также получены путём лабораторных измерений. Для каждой линии одного мультиплета определённое по спектру значение W_λ/λ наносится на график в зависимости от $\lg gf\lambda$. Т. о., по разным мультиплетам получают отрезки К. р., сдвинутые друг относительно друга по оси абсцисс на

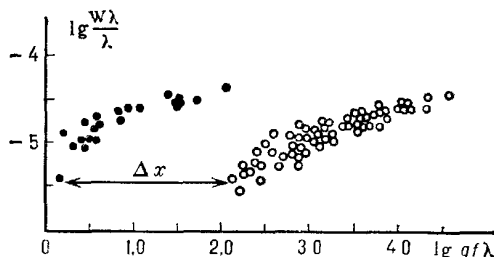


Рис. 3. Участки кривых роста, построенные по линиям мультиплетов FeI с потенциалами возбуждения 0—1 эВ (точки) и 3—4 эВ (кружки) в спектре Проциона (спектральный класс F5 IV).

расстояние $\Delta x = \Delta\mathcal{E}/kT$ (рис. 3), где $\Delta\mathcal{E}$ — разность потенциалов возбуждения нижних уровней мультиплетов. Измерив эти расстояния, можно определить темп-ру T тех слоёв, где образуются линии. Совместив все отрезки К. р., построенные по мультиплетам, в одну кривую так, чтобы разброс точек

был минимальным, получают наблюдаемую К. р. Перемещением вдоль оси ординат и оси абсцисс её совмещают с одной из теоретич. К. р. Необходимый для совмещения сдвиг по оси ординат позволяет найти $v = \sqrt{2kT/m + v_{\text{турб}}^2}$, а сдвиг по оси абсцисс определяет число поглощающих атомов N_i (если при построении все отрезки сдвигались к мультиплету с потенциалом возбуждения нижнего уровня $\mathcal{E}_i$). Определив T и N_i , по ф-ле Больцмана вычисляют N_0 . Построив К. р. для всех стадий ионизации элемента и просуммировав числа атомов (ионов), на этих стадиях можно найти полное число атомов данного элемента. Однако, как правило, не удаётся построить К. р. для всех стадий ионизации элемента, т. к. обычно в спектрах звёзд одновременно наблюдаются линии не более двух соседних стадий ионизации (напр., Fe I и Fe II или Fe II и Fe III). Для определения числа атомов элемента в недостающих стадиях ионизации используют *Саха формулу*, в к-рую в качестве необходимого параметра кроме темп-ры входит электронная концентрация n_e . Этот параметр может быть найден независимо либо по номеру последней различимой линии балмеровской серии водорода (ф-ла Инглиса—Теллера), либо по числу ионов в двух стадиях ионизации (если для этих стадий ионизации можно построить К. р. по наблюдениям) и ф-ле Саха, полагая T уже известной.

Теоретически К. р. могут быть рассчитаны при различных предположениях о процессах образования линий поглощения. В модели формирования линий Шустера—Шварцшильда атмосфера разделена на фотосферу, где образуется только непрерывный спектр, и обрабатывающий слой, где образуются только линии поглощения (К. р. Унзо́льда). Однако в реальных *атмосферах звёзд* линии (за исключением самых сильных) обычно формируются в условиях, когда коэфф. непрерывного поглощения κ_λ (в расчёте на 1 г вещества) не явл. исчезающе малым по сравнению с коэфф. селективного поглощения k_λ , и интенсивность линии поглощения зависит от

отношения $\eta_\lambda = \frac{k_\lambda}{\kappa_\lambda}$ (модель Милна—

Эддингтона, для к-рой К. р. были рассчитаны Врубелем). И те п др. К. р. рассчитаны в предположении независи-

мости от глубины темп-ры T , $v_{\text{турб}}$ и η_λ в слое, где образуются линии. К. р., вычисленные путём решения ур-ния переноса излучения с использованием численных моделей атмосфер, учитывают изменение физ. условий (темп-ры, плотности, ионизации) с глубиной и дают непосредственно зависимость W_λ от обилия элемента. В методе моделей атмосфер для анализа хим. состава могут быть использованы наблюдения малого числа линий или даже только одной линии без построения К. р. по наблюдениям, если параметры модели атмосферы (*эффективная температура* и ускорение силы тяжести), а следовательно, и теоретич. К. р. выбраны на основе независимых критериев (*спектрального класса*, профилей водородных линий, распределения энергии в непрерывном спектре). Многочисл. исследования показывают, что данные об обилии хим. элементов, получаемые при использовании всех трёх видов К. р., различаются не сильно. Осн. погрешность в результаты вносят погрешности измерения W_λ по наблюдаемым спектрам и погрешности в используемых значениях сил осцилляторов f .

С помощью К. р. выполнены обширные исследования хим. состава звёзд нашей Галактики и ярких звёзд др. галактик, а также исследован характер движений в атмосферах звёзд различного типа. Удалось выяснить, напр., что микротурбулентная скорость для звёздкарликов составляет 1—3 км/с, а для сверхгигантов она в 10 раз больше; установлено, что обилие железа в звёздах старого населения *Галактики* в 1000 раз меньше, чем на Солнце.

Лит.: Унзо́льд А., Физика звездных атмосфер, пер. с нем., М., 1949; Мустель Э. Р., Звездные атмосферы, М., 1960; Каули Ч., Теория звездных спектров, пер. с англ., М., 1974. В. Л. Хохлова.

КРИТИЧЕСКАЯ СВЕТИМОСТЬ

(э д д и н г т о н о в с к а я с в е т и м о с т ь) — предельная *светимость* звезды $L_{\text{к}}$, излучающей за счёт внутр. источников энергии. Впервые введена англ. астрономом А. Эддингтоном. К. с. даёт также верхнюю границу светимости компактных рентг. источников, излучающих за счёт аккреции на *нейтронные звёзды*, *белые карлики* и *чёрные дыры* (как звёздной массы, так и сверхмассивные в ядрах *галактик* и *квазаров*). Существование гипотетич. сверхзвёзд (звёзд с массой больше $10^4 M_\odot$, в нед-

рах к-рых давление излучения намного превышает газовое) вообще возможно лишь при светимости, равной эддингтоновской.

При светимости $L < L_K$ сила гравитации превышает силу *давления излучения*, и становится возможной аккреция вещества на компактный источник излучения. При $L > L_K$ доминирует сила давления света, аккреция невозможна, плазма должна оттекать из окрестностей источника излучения.

Величину K с. можно найти след. обр. Рассмотрим разрежённую водородную (поскольку водород — самый обильный элемент во Вселенной), полностью ионизованную плазму в окрестности компактного источника, имеющего светимость L и массу M . На каждый электрон, находящийся на расстоянии R от изотропно излучающего источника, действует сила давления света

$$f_{дс} = \sigma_T q / c = \sigma_T L / 4\pi R^2 c,$$

направленная по радиусу от источника. Здесь $q = L / 4\pi R^2$ — поток излучения, σ_T — томсоновское сечение рассеяния (см. *Томсоновское рассеяние*). С другой стороны на протон действует сила притяжения

$$f_{грав} = G M m_p / R^2,$$

где m_p — масса протона, G — гравитационная постоянная. Силой гравитации, действующей на электрон, можно пренебречь вследствие малости массы электрона $m_e \approx m_p / 1836$, а силой давления света, действующей на протон, пренебрегаем из-за малого сечения рассеяния σ_p (m_e / m_p)² σ_T . Электроны и протоны связаны электростатич. силами, поэтому можно считать, что обе противоположно направленные силы $f_{грав}$ и $f_{дс}$

приложены к паре, состоящей из электрона и протона. Обе силы имеют одинаковую зависимость от расстояния и становятся равными при светимости

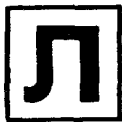
$$L_K = \frac{4\pi G M m_p c}{\sigma_T} = 10^{38} \cdot \frac{M}{M_\odot} \text{ (эрг/с)}.$$

В случае, когда *оптическая толщина* $\tau \gg 1$, приравнивая градиент давления излучения к силе тяжести, также можно получить приведённое выше значение K с.

По наблюдаемой светимости объекта L можно установить нижнюю границу его массы: если $L < L_K$, то $M / M_\odot > L / 10^{38} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$. Этим методом оценивают массы объектов в тех случаях, когда нет прямой информации о массе, напр. при определении масс квазаров и ядер галактик. Следует отметить, однако, что при отсутствии сферич. симметрии возможно превышение светимости аккрецирующих объектов над эддингтоновской. Это имеет место, напр., в рентгеновских пульсарах SMC X-1 и LMC X-4.

Приведённую выше оценку K с. можно уточнить для солнечного хим. состава (точный расчёт даёт $L_K \text{ (эрг/с)} = 1,5 \cdot 10^{38} M / M_\odot$). В реальных задачах необходимо кроме томсоновского рассеяния учитывать вклад фотоионизации, давления излучения в спектр. линиях и т. д. При этом значение K с. снижается. С другой стороны, для высокоэнергичных рентгеновских и гамма-фотонов сечение *комптоновского рассеяния*, согласно ф-ле Клейна — Нишины, меньше томсоновского, что ведёт к увеличению K с. Отметим также, что молодые пульсары, излучающие за счёт потери энергии вращения, могут иметь светимость, превышающую эддингтоновский предел.

Р. А. Сюняев.



ЛАЙМАНА СЕРИЯ — совокупность спектр. линий атома водорода, длины волн λ_n к-рых удовлетворяют соотношению:

$$\frac{1}{\lambda_n} = R_H \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

где $n > 1$ — целое число, $n_0 = 1$, а $R_H = 109677,59 \text{ см}^{-1}$ — *Ридберга постоянная* для водорода. Линии Л. с. в излучении (эмиссии) образуются при переходах атома из всех возбуждённых состояний в т. н. основное (наинизшее) энергетич. состояние ($n_0 = 1$). Первая линия Л. с. L_α (с $\lambda = 1216 \text{ \AA}$), соответствующая переходу атома из состояния с $n = 2$ в осн. состояние, наз. *резонансной*. Следующие линии Л. с.: L_β ($1026 \text{ \AA}$), L_γ ($973 \text{ \AA}$), L_δ ($950 \text{ \AA}$) и т. д. Предел Л. с. соответствует *рекомбинации* в осн. состоянии, когда свободный электрон ($n = \infty$) с нулевой начальной энергией захватывается протоном на основной энергетический уровень. При этом в виде излучения выделяется энергия, равная потенциалу *ионизации* атома водорода. Поскольку все линии Л. с. расположены в далёкой УФ-области спектра, для к-рой атмосфера Земли не прозрачна, исследование Л. с. в спектрах небесных светил осуществляется, как правило, методами *внеатмосферной астрономии*.

Было обнаружено, что в спектрах горячих звёзд *спектральных классов* O, B наблюдаются сильные эмиссионные линии L_α , свидетельствующие о наличии у этих звёзд расширяющихся оболочек. Оценка плотности этих оболочек и скоростей истечения вещества в них, проведённая на основании результатов наблюдений такого рода, даёт значение ежегодной потери массы этими звёздами до $\sim 10^{-6} m_\odot$.

С помощью наблюдений линии L_α исследуют протяжённые водородные оболочки (короны) атмосфер Земли, Марса, Венеры и др. планет, а также нейтраль-

ный компонент *межзвёздной среды*, проникающий в Солнечную систему (см. *Межзвёздный ветер*).

Для очень удалённых объектов имеется возможность наблюдать космич. линии Л. с. в частности линию L_α , в земных условиях. Космологическое *красное смещение* в спектрах далёких квазаров приводит к тому, что линии Л. с. этих объектов для земного наблюдателя попадают в доступную для фотографич. регистрации область спектра ($\approx 4000 \text{ \AA}$). Если в окрестности квазара имеется нейтральный водород, то в системе отсчёта, связанной с квазаром, на фоне непрерывного спектра квазара должна наблюдаться линия поглощения L_α . Т. о., анализ фиолетовых концов спектров наиболее удалённых квазаров позволяет получить оценку плотности нейтрального водорода, расположенного в межгалактич. пространстве. Квазары в данном случае позволяют «просветить» практически всю доступную для исследований часть Вселенной.

А. М. Черепанчук.

ЛАНДАУ ЗАТУХАНИЕ — бесстолкновительное затухание колебаний и волн в плазме. Космич. плазму во многих случаях можно считать бесстолкновительной в том смысле, что ср. время между соударениями намного превышает характерные времена происходящих в ней процессов, а длина свободного пробега частиц больше размеров, на к-рых развиваются эти процессы. В качестве примеров такой бесстолкновительной плазмы можно назвать магнитосферную плазму, плазму солнечного ветра, плазму пульсаров и т. д. Для бесстолкновительной плазмы доминирующим явл. коллективное взаимодействие волн и частиц, приводящее, в частности, к затуханию или возбуждению эл.-магн. волн. Наиболее простое и вместе с тем важное явление в коллективных взаимодействиях — резонансное взаимодействие волн и частиц. Классич. пример такого взаимодействия — Л. з. ленгмюровских колебаний в плазме без магн. поля.

Пусть в равновесной плазме возбуждена ленгмюровская волна (см. *Плазма*) достаточно малой амплитуды, распространяющаяся вдоль оси x :

$$E \sin(kx - \omega t), \quad (1)$$

где E , k , ω — соответственно амплитуда электрич. поля, волновое число и частота волны, t — время. Суть Л. з. состоит в том, что резонансное взаимодействие этой волны с электронами плазмы приводит к экспоненциальному затуханию амплитуды электрич. поля волны со временем:

$$E(t) = E(0)e^{\gamma t},$$

где $\gamma < 0$ — декремент затухания волны.

Физ. механизм Л. з. сводится к обмену энергией между волной и группой резонансных электронов, скорости (v) к-рых в направлении распространения волны близки к её фазовой скорости v_ϕ ($v_\phi = \omega/k$), т. е. удовлетворяют условию черенковского резонанса: $\omega \approx kv$. Рассмотрим движение электронов в системе координат, движущейся вместе с волной ($x' = x - v_\phi t$). В этой системе волна (1) представляет собой квазистационарное возмущение электрич. поля с потенциалом $\varphi_0(t) \cos kx'$, φ_0 — амплитуда потенциала. Электроны в таком поле можно разделить на две группы. Электроны, скорости к-рых удовлетворяют условию

$$|v_x - v_\phi| < \sqrt{\frac{e\varphi_0}{m_e}}, \quad (2)$$

совершают колебания в потенциальных ямах между точками с макс. потенциалом φ_0 и наз. захваченными (v_x — компонент v вдоль направления распространения волны). Энергия остальных, т. н. пролётных, электронов достаточно велика для преодоления потенциального барьера (рис. 1). Для достаточно малых значений φ_0 (см. ниже) Л. з. обусловлено в основном пролётными электронами. При движении над профилем потенциала волны они периодически попадают то в ускоряющую, то в тормозящую фазу поля. Резонансными будут те электроны, скорости которых в этой системе отсчёта достаточно малы, так что время пролёта этими электронами расстояния порядка длины волны λ больше или порядка характерного времени изменения амплитуды потенциала волны $1/\gamma$:

$$\frac{\lambda}{|v_x - v_\phi|} \gtrsim \frac{1}{\gamma}, \text{ или } |v_x - v_\phi| \lesssim 2\pi \frac{\gamma}{k}. \quad (3)$$

Тогда при ускорении в пределах одной половины длины волны и торможении в пределах другой такие частицы будут взаимодействовать с волной разной

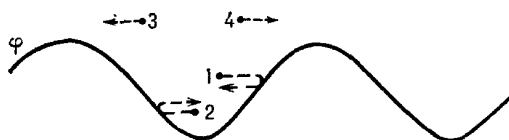


Рис. 1. Захваченные (1,2) и пролётные (3,4) электроны (1,4 — догоняющие, 2,3 — отстающие).

амплитуды и в среднем за период будут получать энергию от волны или же отдавать ей свою энергию. Соотношение (3) определяет (по порядку величины) интервал скоростей резонансных частиц (рис. 2). Согласно ур-нию движения, резонансные электроны с $v_x < v_\phi$ (отстающие частицы) проводят больше времени в ускоряющих фазах и в среднем отбирают энергию у волны, ускоряясь за счёт её энергии, а резонансные частицы с $v_x > v_\phi$ (догоняющие частицы) большую часть времени находятся в тормозящих фазах, они отдают энергию волне и тормозятся. Поскольку скорость

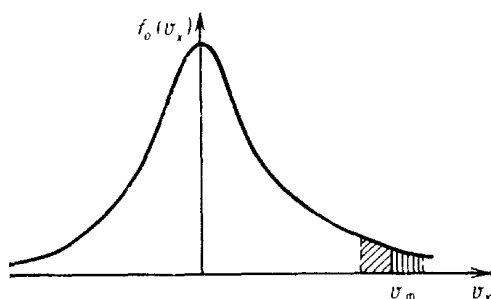


Рис. 2. Резонансные частицы на функции распределения $f_0(v_x)$ электронов равновесной плазмы. Площадь с наклонной штриховкой — резонансные частицы с $v_x < v_\phi$ (отстающие частицы). Площадь с вертикальной штриховкой — догоняющие резонансные частицы $v_x > v_\phi$.

затухания определяется балансом отстающих и догоняющих частиц, то величина декремента затухания существенным образом зависит от поведения функции распределения f_0 электронов по v_x в резонансной области. Это обстоятельство

во выражается в том, что декремент затухания пропорционален производной от f_0 по v_x при $v_x = v_\phi$:

$$\gamma = \frac{\frac{1}{2}\pi e^2}{m_e k^2} \omega \frac{\partial f_0}{\partial v_x} \Big|_{v_x=v_\phi}. \quad (4)$$

В равновесной плазме с Максвелла распределением по скоростям $\partial f_0 / \partial v_x < 0$ (число отстающих резонансных частиц больше числа догоняющих), поэтому волна в такой плазме затухает. При этом

$$\gamma = -\left(\frac{\pi}{8}\right)^{1/2} \frac{\omega e^2}{(kD)^2} \exp\left(-\frac{1}{2(kD)^2} - \frac{3}{2}\right). \quad (5)$$

Если $kD \ll 1$, т. е. длина ленгмюровских волн намного больше дебаевского радиуса экранирования $D = v_{Te}/\omega_{oe}$ (v_{Te} — ср. тепловая скорость электронов, ω_{oe} — ленгмюровская частота), то затухание мало (за характерное время затухания $1/\gamma$ успевает произойти много колебаний: $\omega/\gamma \gg 1$). Это объясняется (как видно из дисперсионного ур-ния для ленгмюровских волн $\omega = \omega_{oe} \sqrt{1 + 3(kD)^2}$) тем, что при $kD \ll 1$ частота $\omega \approx \omega_{oe}$ и фазовая скорость волн ($\omega/k \approx \omega_{oe}/k$) велика по сравнению с v_{Te} ($\omega_{oe}/k = v_{Te}/kD \gg v_{Te}$). В результате число резонансных электронов мало (т. к. большинство электронов в равновесной плазме имеет скорости $\sim v_{Te}$). При уменьшении λ и v_ϕ число резонансных частиц растёт, соответственно увеличивается γ . Если λ становится порядка или меньше D , то декремент затухания сравнивается по порядку величины с ω_{oe} и из-за очень сильного Л. з. такие волны фактически не распространяются в плазме.

При возбуждении в плазме ленгмюровской волны достаточно большой амплитуды $\sqrt{e\varphi_0/m_e} > \gamma/k$ имеет место т. н. нелинейное Л. з. Для такой волны ширина резонансной области по скоростям [см. (3)] сравнима с шириной области захвата (2), поэтому динамика нелинейного Л. з. в основном определяется движением захваченных электронов. В системе отсчёта, связанной с волной, такие электроны совершают периодич. движения в потенциальных ямах, созданных волной, с характерным периодом порядка $\tau_a \sim k/(\omega_{oe}/m_e)^{-1}$. Отражаясь от стенок потенциальной ямы и изменяя при этом свою скорость, электроны обмениваются энергией с волной. Догоняющие электроны отдают часть своей энергии волне, а отстающие получают энергию от волны. Для равно-

весного распределения электронов по скоростям отстающих частиц больше, чем догоняющих, поэтому, как и в случае волны малой амплитуды, происходит затухание волны с декрементом γ . После столкновения частиц со стенками потенциальной ямы ф-ция распределения по скоростям полностью перестраивается; при этом обе группы частиц «меняются» местами: если в начальном распределении преобладали частицы, отстающие от волны ($\partial f_0 / \partial v_x|_{v_x=v_\phi} < 0$), то теперь становится больше догоняющих частиц ($\partial f_0 / \partial v_x|_{v_x=v_\phi} > 0$). За счёт этого затухание волны сменяется её нарастанием. Через время $\sim \tau_a$ картина опять изменяется, т. е. амплитуда волны осциллирует во времени с характерным периодом $\sim \tau_a$. Периодич. осцилляции декремента и амплитуды будут происходить только в том случае, когда резонансные частицы синхронно колеблются в потенциальной яме. На самом деле из-за различия скоростей электроны в потенциальных ямах колеблются с разными периодами $\tau \sim (k|v_x - v_\phi|)^{-1} \gtrsim \tau_a$. Вследствие этого при достаточно больших временах $t \gg \tau_a$ произойдёт «фазовое перемешивание» резонансных частиц — число догоняющих и отстающих частиц сравняется. Декремент затухания обратится в нуль, и установится волна постоянной амплитуды. Ф-ция распределения резонансных частиц при таком перемешивании установится быстро осциллирующей функцией скорости.

Т. о., бесстолкновительное затухание волны возможно только в случае достаточно малых амплитуд волн, когда $\gamma\tau_a \gg 1$. В обратном предельном случае $\gamma\tau_a \ll 1$ после неск. колебаний амплитуды установится стационарный уровень амплитуды волны, отличающийся от начального на малую величину $\sim \gamma\tau_a$ (рис. 3).

При наличии в плазме пучка электронов производная от ф-ции распределения может быть положительной в определённом интервале скоростей. Тогда взаимодействие волны с резонансными частицами приводит к нарастанию со временем амплитуды волны, фазовая скорость к-рой лежит в этом интервале. Это явление наз. пучковой неустойчивостью (см. *Неустойчивости плазмы*), оно представляет собой обращение эффекта Л. з. при наличии инверсной ф-ции распределения ($\partial f_0 / \partial v_x > 0$).

Особенностью Л. з., как и всякого другого процесса, сохраняющего энтропию (отсутствуют соударения), явл. его обратимость. Обратимость, сохраняющая до тех пор, пока влиянием соударений можно пренебречь, имеет место и для волны малой амплитуды. В этом случае фазовая «память» о волне (быстрые осцилляции ϕ -ции распределения f электронов по v_x) остаётся даже после её затухания. Она не создаёт никаких макроскопически наблюдаемых эффектов (поскольку интеграл по скорости от быстрых осцилляций стремится к нулю с ростом времени). Если же в плазме воз-

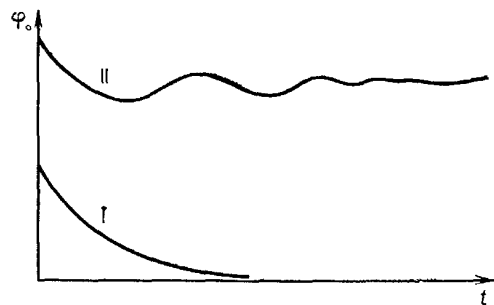


Рис. 3. Зависимость от времени амплитуды потенциала волны: I — волна малой амплитуды ($\gamma T_e \gg 1$), II — волна большой амплитуды ($\gamma T_e \ll 1$).

будить ещё одну ленгмюровскую волну, то через нек-рое время после её затухания возникнет самопроизвольное возмущение плотности заряда и электрич. поля — плазменное эхо. Возникновение эха связано с интерференцией мелкомасштабных осцилляций f , создаваемых волнами. В нек-рый момент времени происходит компенсация фаз осцилляций (f перестаёт осциллировать), что и приводит к изменению макроскопич. параметров плазмы.

Необратимость возникает за счёт «сглаживания» мелкомасштабных осцилляций ϕ -ции распределения, обусловленного парными соударениями. Механизм «сглаживания» — диффузия частиц в пространстве скоростей — включается, когда масштаб осцилляций по скоростям на ϕ -ции распределения достигает малых размеров, причём время диффузии существенно меньше времени между соударениями. В результате диффузии на ϕ -ции распределения резонансных частиц образуется плато. Переход к «сглаженной» ϕ -ции распределения соот-

ветствует увеличению энтропии, т. е. такой переход необратим.

В отсутствие внеш. магн. поля в плазме помимо ленгмюровских волн могут распространяться эл.-магн. и ионно-звуковые волны. Эл.-магн. волны не испытывают Л. з., т. к. их фазовая скорость превышает скорость света. Ионно-звуковые колебания могут затухать за счёт резонансного взаимодействия как с электронами, так и с ионами плазмы. Л. з. на электронах всегда достаточно мало. Это связано с тем, что фазовая скорость ионного звука $v_\phi \approx \sqrt{k T_e / M}$ (M — мас-

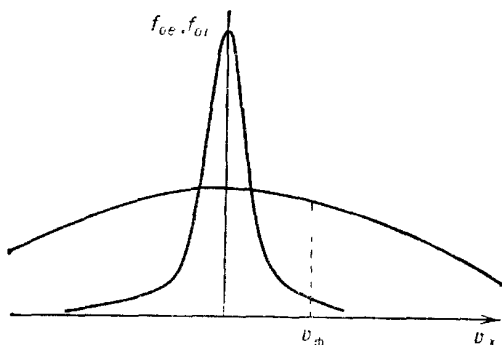


Рис. 4. Функции распределения электронов f_{oe} (широкая) и ионов f_{oi} в неизоэтермической плазме ($T_e \gg T_i$).

са иона плазмы, T_e — электронная темп-ра) мала по сравнению с тепловой скоростью электронов ($v_{Te} = \sqrt{k T_e / m_e}$). В результате резонансная область по скоростям лежит вблизи максимума f_0 (рис. 4), где разность числа отстающих и догоняющих электронов мала (т. е. мала $\partial f_0 / \partial v_x$) и, следовательно, мал декремент затухания [см. (4)]. Его величина:

$$\gamma_e = - \left(\frac{\pi}{8} \right)^{1/2} \left(\frac{m_e}{M} \right)^{1/2} \omega_s,$$

где ω_s — частота ионно-звуковой волны. Л. з. ионно-звуковых волн из-за взаимодействия с резонансными ионами весьма велико в изотермич. плазме ($T_e \approx T_i$, T_i — темп-ра ионов). В этом случае декремент Л. з. сравним по порядку величины с частотой, т. е. ионно-звуковые волны в изотермич. плазме не распространяются. Условием существования слабозатухающего ионного звука в плазме явл. её неизоэтермичность ($T_e \gg T_i$). При этом фазовая скорость ионно-звуковой волны намного превы-

пает тепловую скорость ионов и в резонанс с волной попадает малая группа ионов (рис. 4), в силу чего декремент затухания волны мал по сравнению с частотой волны

$$\gamma_i = - \left(\frac{\pi}{8} \right)^{1/2} \left(\frac{T_e}{T_i} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{T_e}{2T_i} \right) \cdot \omega_s.$$

В плазме, помещённой в магн. поле, условие резонансного взаимодействия волн и частиц изменяется на следующее:

$$k_{||} v_{||} = \omega - n\omega_H.$$

Здесь $k_{||}$, $v_{||}$ — проекции волнового вектора и скорости частицы на направление магн. поля, ω_H — частота ларморовского вращения резонансных частиц в магн. поле, n — целое число. В этом случае кроме обычного Л. з. ($n = 0$) возможно также циклотронное затухание (резонансы с $n = \pm 1, \pm 2, \dots$).

Лит.: Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979; Кадомцев Б. Б., Коллективные явления в плазме, М., 1976.

В. И. Шевченко.

ЛАЦЕРТИДЫ — немногочисленная группа галактик с активными ядрами (см. *Ядра галактик*). Названы так по объекту BL Lacertae (BL Ящерицы), открытому в 1929 г. нем. астрономом К. Хофмейстером и отнесённому им к *переменным звёздам*. Ряд др. объектов типа BL Lac, такие, как RW Tau, X Com, AP Lib, также были известны ранее как переменные звёзды. Л., особенно на фотографиях, полученных с помощью короткофокусных телескопов, имеют звездообразный вид. Их осн. признак — переменность блеска, достигающая в оптич. диапазоне 4—5^m (изменение светимости до 100 раз). Первоначально предполагалось, что Л. могут быть необычными звёздами, принадлежащими нашей Галактике, однако сейчас их относят к внегалактич. объектам. В 1984 г. было известно ок. 50 Л.

На фотографиях, полученных с помощью самых крупных телескопов, вокруг Л., как правило, видны туманные оболочки, и в этом отношении Л. похожи на *квазары*. В их излучении нет ярких эмиссионных линий, по к-рым можно было бы определить *красное смещение* (т. е. расстояние до них), как это делается в случае квазаров. Все Л. обладают заметным радиоизлучением, также, как правило, переменным. Загадка Л. была решена после того, как удалось получить спектр слабой туманной оболочки вокруг яркого ядра. Ока-

залось, что спектр содержит линии поглощения, типичные для звёзд в окрестностях Солнца, и тем самым соответствует спектрам обычных эллиптич. галактик. Красное смещение, измеренное по этим линиям, показало, что Л. явл. ядрами далёких галактик, хотя и не столь далёких, как квазары. Так, напр., красное смещение объекта BL Lac составляет 0,07, что соответствует расстоянию 280 Мпк.

Для Л. характерен чисто непрерывный спектр без эмиссионных линий. Степенной характер спектра и сильная поляризация излучения, достигающая 30—40%, позволяют предположить, что это — *синхротронное излучение*. В ядрах Л., в отличие, напр., от *сейфертовских галактик*, отсутствует газовая оболочка, дающая эмиссионные линии. Отсутствие таких линий может быть связано как с реальным дефицитом газа, так и со спецификой условий возбуждения (газ есть, но он невидим). Отсутствие газа и синхротронный характер спектра указывают, по-видимому, на то, что излучение Л. — это излучение, идущее из самых внутр. частей центрального источника. Характерные времена переменности излучения, составляющие недели и месяцы, позволяют оценить размер излучающей области Л.: её поперечник $\sim 10^{16}$ см.

Генезис объектов типа BL Lac можно, вероятно, рассматривать в рамках общей концепции происхождения активных ядер галактик. Наиболее распространённой в настоящее время явл. модель *чёрной дыры* в центре массивной галактики. Эта модель объясняет целый ряд наблюдаемых особенностей Л. Согласно этой модели, источник энергии ядра — *аккреция* газа на чёрную дыру. Газ поступает от звёзд, разрушаемых приливным воздействием центрального тела. По мере роста массы чёрной дыры растёт её *гравитационный радиус*. При значении массы ок. $5 \cdot 10^8 M_{\odot}$ гравитац. радиус становится равным приливному радиусу, т. е. расстоянию, на к-ром звезда разрушается приливными силами; в дальнейшем звёзды поглощаются чёрной дырой, предварительно не разрушаясь. Т. о., на поздних стадиях эволюции газовая оболочка вокруг ядра отсутствует и в излучении доминирует непрерывный спектр, создаваемый в непосредственной окрестности центрального источника. С этой точки зрения Л. — далеко проэволюционировав-

шие массивные ядра гигантских массивных эллиптич. галактик. Э. А. Дибай.

ЛЕНГМЮРОВСКАЯ ЧАСТОТА — частота колебаний электронов в плазме под действием электростатич. поля, возникающего при разделении зарядов плазмы. Л. ч. равна:

$$\omega_{0e} = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e} = 5,64 \cdot 10^4 \sqrt{n_e} \text{ (рад/с)},$$

где n_e — число свободных электронов в 1 см^3 плазмы. Подробнее см. в ст. *Плазма*.

ЛЕПТОНЫ — общее название класса элементарных частиц, не обладающих сильным взаимодействием, т. е. участвующих лишь в эл.-магн., слабом и гравитац. взаимодействиях. Л. имеют спин $1/2$. Различают заряженные Л. — электрон, мюон (μ), τ -лептон, и нейтральные Л. — нейтрино. Заряженные Л. участвуют как в слабом, так и в эл.-магн. взаимодействиях элементарных частиц. Нейтральные Л. участвуют в слабом взаимодействии. Заряженные Л. обладают магнитным моментом, равным, с точностью до высших поправок по эл.-магн. взаимодействию, $e\hbar/2mc$. С той же точностью магн. момент нейтральных Л. равен нулю. Нейтральные Л., возможно, обладают отличной от нуля малой массой покоя. Массы заряженных Л. сильно различаются между собой: масса электрона $m_e = 0,511 \text{ МэВ}$, масса мюона $m_\mu = 105 \text{ МэВ}$, масса τ -лептона $m_\tau = 1762 \text{ МэВ}$. Для каждого типа заряженных Л. — электрона, мюона, τ -лептона и для соответствующих им нейтрино существует своё сохраняющееся лептонное число (см. *Заряд*).

Электрон, позитрон и нейтрино стабильны. Мюон в вакууме имеет время жизни $\approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$ относительно распада $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$ ($\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$). τ -лептон распадается по каналам: $\tau^+ \rightarrow \bar{\nu}_\tau + \text{мезоны}$ ($\tau^- \rightarrow \nu_\tau + \text{мезоны}$) и $\tau^+ \rightarrow \mu^+ (e^+) + \bar{\nu}_\tau + \nu_\mu$ (ν_e) [$\tau^- \rightarrow \mu^- (e^-) + \nu_\tau + \bar{\nu}_\mu$ ($\bar{\nu}_e$)] с временем жизни $\sim 10^{-13} \text{ с}$.

М. Ю. Хлопов,
ЛИНЕЙЧАТОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ (излучение в линиях)

Содержание:

1. Введение	342
2. Локальное термодинамическое равновесие	343
3. Корональный предел	344
4. Промежуточный случай	345
5. Спектральная диагностика	346
6. Сателлиты	347

1. Введение

Линейчатое излучение — излучение нагретого газа (плазмы) на определенных частотах, наблюдаемое в форме дискретных спектральных линий. Л. и. образуется во внеш. частях атмосфер звёзд (хромосфере, короне), межзвёздной и межгалактич. среде, аккрецирующем газе рентгеновских источников и др. Фотоны Л. и. испускаются отдельными атомами (ионами, молекулами), оказавшимися в возбуждённом состоянии, при переходах в них электрона на более низкий уровень энергии (в частности, в осн. энергетич. состояние). Испущенный атомом фотон может либо выйти из объёма плазмы и достичь наблюдателя, либо поглотиться одним из окружающих атомов. В последнем случае атом, поглотивший фотон, оказывается в возбуждённом состоянии и может вновь испустить фотон с энергией $\epsilon = h\nu$, но, вообще говоря, уже др. частоты (см. *Взаимодействие излучения с веществом*). Если излучение и поглощение происходят многократно, спектр, линия сильно уширяется. Действительно, фотон с частотой, близкой к частоте центра линии, с большой вероятностью поглощается вновь, а фотон с частотой, далёкой от центра линии, легко выходит из объёма. Поэтому вероятность выхода фотона в «крыльях» линии эффективно возрастает, т. е. линия уширяется. В пределе линия исчезает — сливается с непрерывным спектром. Поэтому Л. и. сохраняется лишь в случае не слишком большой плотности и размеров излучающей среды.

Л. и. несёт важную информацию о состоянии и физ. процессах в излучающей среде (см. ниже раздел Спектральная диагностика). Наиболее проста спектр. диагностика плазмы в случае, когда вероятность вторичного поглощения испущенного в любой точке фотона мала, т. е. излучение свободно выходит из объёма. Такой случай наз. оптически тонкой плазмой. Ниже рассматривается именно этот случай. О формировании спектр. линий в условиях существенного поглощения фотонов (оптически толстая плазма) см. в ст. *Атмосферы звёзд*.

Рассмотрим испускание фотона к.-л. спектр. линии при переходе электрона в ионе X_z с уровня k (с энергией ϵ_k) на уровень k' ($\epsilon_{k'}$). Здесь X — к.-л. элемент, а z — спектроскопич. символ ио-

на, к-рый на 1 больше кратности иона, т. е. $X_z = X^{(z-1)+}$ (см. *Ионизация*).

Частота испущенного фотона $\nu = (\mathcal{E}_k - \mathcal{E}_{k'})/h$ зависит от квантовых чисел k и k' уровней энергии и, кроме того, быстро растёт ($\sim z^2$) с ростом z . Соответственно фотон может оказаться в различных областях спектра — от радио- до рентгеновской. Так, в хромосферах звёзд, где $T \sim 10^4 K$, образуются гл. обр. линии нейтральных атомов и первых ионов ($z = 2$) в УФ- и видимой областях. Осн. часть Л. и. солнечной короны, где $T \approx (2-6) \cdot 10^6 K$, приходится на резонансные линии ионов с $z = 8-12$, лежащие в рентг. области ($10-40 \text{ \AA}$) и дальней УФ-области ($100-300 \text{ \AA}$). Наконец, хорошо известны *рекомбинационные радиолнии*, связанные с переходами между высоковозбуждёнными уровнями с главным квантовым числом $n \sim 100$ или с переходами между компонентами сверхтонкой структуры уровней энергии (напр., *радиолния водорода 21 см*).

Светимость $L_{kk'}$ излучающего объёма V плазмы в спектр. линии $k \rightarrow k'$ равна:

$$L_{kk'} = V N_{\kappa}(X, z) A_{kk'} \mathcal{E}_{kk'}, \quad (1)$$

где $A_{kk'}$ — вероятность перехода $k \rightarrow k'$ (т. е. число переходов в ед. времени на один атом), а $N_{\kappa}(X, z)$ — концентрация ионов X_z , находящихся на возбуждённом уровне k . Удобно выразить $N_{\kappa}(X, z)$ через относительную концентрацию $n_z = N(X, z)/N(X)$ ионов X_z и населённость уровня k : $n_{\kappa} = N_{\kappa}(X, z)/N(X, z)$. Кроме того, в астрофизике принято выражать количество атомов в ед. объёма, т. е. концентрацию атомов $N(X)$ через *обилие* α элемента X относительно водорода: $\alpha(X) = N(X)/N_H$. Поэтому ф-лу (1) можно представить в виде:

$$L_{kk'} = V N_H \alpha(X) n_z n_{\kappa} A_{kk'} \mathcal{E}_{kk'}. \quad (2)$$

Относительная концентрация ионов n_z определяется *ионизационным равновесием* в плазме, т. е. динамич. равновесием процессов ионизации и рекомбинации. Очень важно при этом, что при столкновении электрона с ионом вероятность ионизации намного больше, чем вероятность рекомбинации. Поэтому максимум функции $n_z(T)$ достигается уже при сравнительно низкой темп-ре T , когда $kT \ll \chi_z$ (χ_z — энергия ионизации иона X_z) и, следовательно, ещё

мала доля электронов, имеющих достаточную энергию, чтобы ионизовать атом. Для большинства уровней энергия возбуждения уровня из осн. состояния E_{k0} порядка χ_z . Т. о., в области максимума относительной концентрации $n_z(T)$

$$\mathcal{E}_{k0} \chi_z \gg kT. \quad (3)$$

Отметим, что с ростом z отношение χ_z/kT становится меньше. Необходимые для поддержания ионизац. равновесия возбуждение и ионизация атомов осуществляются электронами с энергией $\varepsilon \gg kT$, т. е. относительно небольшим числом электронов с высокой энергией, образующих «хвост» *Максвелла распределения*.

2. Локальное термодинамическое равновесие

Населённости уровней n_k и, следовательно, характеристики спектра Л. и. оказываются существенно различными в случаях плотной и разреженной плазмы. Физически это определяется конкуренцией процессов излучательного перехода (т. е. спонтанного испускания фотона) и безызлучательного перехода при столкновении возбуждённого атома со свободным электроном (т. н. тушащее столкновение с передачей избытка энергии свободному электрону). Ниже будут рассмотрены предельные случаи: локальное термодинамич. равновесие (большая плотность плазмы) и корональный предел (низкая плотность).

Частота тушащих столкновений пропорциональна концентрации электронов. При достаточно большой концентрации она намного превышает число излучательных переходов. Поэтому излучение практически не влияет на населённости возбуждённых уровней, и, следовательно, населённости определяются законами термодинамики, т. е. даются *Больцмана распределением*:

$$n_k = n_0 \left(\frac{g_k}{g_0} \right) e^{-\beta_{k0}}, \quad \text{где } \beta_{k0} = \frac{\mathcal{E}_k - \mathcal{E}_0}{kT}. \quad (4)$$

В ф-ле (4) индекс 0 соответствует осн. состоянию, g_k и g_0 — статистические веса (они определяют число состояний с данной энергией — степень вырождения уровня), $\mathcal{E}_k$ и $\mathcal{E}_0$ — энергии уровней. Следовательно, n_k зависит только от T и $\mathcal{E}_k$, а интенсивность линии, согласно (2), пропорциональна вероятности перехода $A_{kk'}$.

Согласно неравенству (3), населённости возбуждённых состояний, как правило, малы и почти все атомы (ионы) находятся в осн. состоянии, т. е. $n_0 \approx 1$.

Вероятности переходов $A_{kk'}$ удовлетворяют определённым правилам отбора, накладывающим ограничения на возможные изменения квантовых чисел при переходах. Состояние атома характеризуется набором квантовых чисел $k = \{\gamma n l S J\}$, где n и l — главное и орбитальное квантовые числа электрона, совершающего переход (т. н. оптич. электрона), γ — совокупность квантовых чисел, описывающих прочие электроны атома, а L, S, J — орбитальный, спиновый и полный моменты атома в целом. При переходе $k \rightarrow k'$ изменяется чётность состояния (т. е. $\Delta l = \pm 1$), спин не меняется ($\Delta S = 0$), моменты L и J изменяются не более чем на единицу. Переходы, не удовлетворяющие этим правилам отбора, наз. *запрещёнными*.

В действительности по ряду причин вероятности запрещённых переходов $A_{kk'} \neq 0$, но она на неск. порядков меньше, чем для разрешённых переходов. Поскольку интенсивность Л. и. пропорциональна $A_{kk'}$, запрещённые линии оказываются чрезвычайно слабыми. С ростом z степень запрета убывает.

Подобные условия часто наз. *локальным термодинамическим равновесием* (ЛТР), имея в виду *термодинамическое равновесие* по отношению к населённости возбуждённых состояний и ионизац. состояний атомов и ионов. Если, однако, излучающий объём явл. оптически тонким (как предполагалось выше), то само излучение далеко от термодинамически равновесного, к-рое даётс_я Планка *законом излучения*.

ЛТР имеет место, напр., в хромосферах Солнца и звёзд, правда, оптическая толща там не всегда мала. В условиях ЛТР распределение атомов по возбуждённым уровням определяется ф-лой Больцмана (4), распределение по состояниям ионизации — *Саха формулой*, а распределение свободных частиц по энергии — ф-лой Максвелла. При нарушении термодинамич. равновесия (напр., при низких плотностях, см. ниже) распределения Больцмана и Саха не имеют места. Однако распределение Максвелла имеет гораздо более широкую применимость и сохраняется даже при предельно низких плотностях.

3. Корональный предел

Предел, противоположный термодинамическому, соответствует низкой плотности и часто наз. *корональным пределом* (КП), т. к. хорошо реализуется в условиях солнечной короны, где низка электронная концентрация ($N_e \sim 10^8 - 10^9 \text{ см}^{-3}$). Поскольку частота тушащих столкновений пропорциональна N_e , столкновениями можно пренебречь. Поэтому населённости уровней соответствуют равновесию между возбуждением электронными ударами и излучательными спонтанными переходами. Т. к. эти два процесса разной природы (в отличие от процессов возбуждения и тушения электронами), условия далеки от термодинамических.

При низких плотностях, вообще говоря, повышается роль возможных внеш. источников излучения. При этом населённости уровней и св-ва Л. и. существенно отличаются от условий КП. Примером могут служить зоны НII, квазары и др., где ионизац. равновесие определяется излучением центрального горячего тела и, следовательно, большую роль играет рекомбинац. заселение уровней.

При максвелловском распределении электронов по скоростям, принятом и для КП, число электронов с энергией $\epsilon > \epsilon_{k0}$, т. е. достаточной для возбуждения уровня k , $\sim \exp(-\epsilon_{k0}/kT)$. Поэтому частоту столкновений, приводящих к возбуждению, можно записать в виде: $N_e q_{0k} \exp(-\epsilon_{k0}/kT)$, где коэфф. q_{0k} определяется сечением возбуждения. Населённость уровней n_k в данном случае определяется балансом возбуждения ударами электронов и излучательных переходов.

$$n_k = N_e \left(\frac{q_{0k}}{A_k} \right) e^{-\beta \epsilon_{k0}}, \quad (5)$$

где $A_k = \sum_k' A_{kk'}$ — полная вероятность излучательного распада уровня k (т. е. всех возможных излучательных переходов на нижележащие уровни). Как видно, осн. зависимость n_k от темп-ры в КП, как и в ЛТР, даётс_я экспоненциальным фактором $\exp(-\beta \epsilon_{k0})$. Однако, в отличие от (4), населённости оказываются теперь пропорциональными N_e и зависят от скоростей элементарных процессов q_{0k} и A_k . Поскольку N_e предполагается малой, $N_e q_{0k}/A_k \ll 1$, т. е. $n_k (k \neq 0)$ много меньше, чем в условиях термоди-

намич. равновесия, возбуждение ударными электронами осуществляется только из осн. состояния.

Ф-ла для светимости в линии $L_{\kappa\kappa'}$ получается при подстановке выражения (5) в ф-лу (2):

$$L_{\kappa\kappa'} = V N_H N_e \alpha(X) n_z q_{0\kappa} \left(\frac{A_{\kappa\kappa'}}{A_{\kappa}} \right) \mathcal{E}_{\kappa\kappa'} e^{-\beta_{\kappa\kappa'}}. \quad (6)$$

Отношение $A_{\kappa\kappa'}/A_{\kappa}$ наз. фактором ветвления. Для первых возбуждённых состояний возможен лишь один переход с уровня k и фактор ветвления равен 1. При этом $L_{\kappa\kappa'}$ не зависит от вероятности перехода, т. е. светимости для разрешённых и запрещённых переходов оказываются одного порядка. Это легко понять: ввиду отсутствия тушащих столкновений атом, возбуждённый на уровень k , остаётся на нём, пока не произойдёт излучательный переход. Строго говоря, указанное св-во относится лишь к метастабильным уровням, для к-рых нет конкурирующих разрешённых переходов на другой уровень, т. е. ветвление отсутствует ($A_{\kappa\kappa'} = A_{\kappa}$). Наличие в спектре ярких запрещённых линий является главным отличием КП от ЛТР, где $L_{\kappa\kappa'} \sim A_{\kappa\kappa'}$, т. е. запрещённые линии чрезвычайно слабы.

В качестве примера можно привести характерную тройку линий гелиеподобных ионов в рентг. спектрах солнечной короны: резонансную, итеркомбинационную (переход с изменением спина) и запрещённую. Наблюдаемые интенсивности этих линий относятся приблизительно как 1:0,3:0,8, хотя степень запрета последней чрезвычайно велика — достигает 10^9 при $z = 10$ (с ростом z степень запрета ослабевает). Помимо возбуждения ударами электронов заселение уровня k возможно также за счёт излучательных каскадных переходов с более высоких уровней энергии и при рекомбинации на возбуждённые уровни. Для «сильных» линий (напр., резонансных) роль каскадных процессов и рекомбинац. заселения уровней, как правило, мала — не превосходит 20%. Однако для уровней с малой вероятностью прямого возбуждения роль этих процессов может быть существенной. В частности, диэлектронная рекомбинация может играть определяющую роль для заселения высоких уровней с главным квантовым числом $n \gg 1$.

Другим важным св-вом КП явл. зависимость [см. (6)]:

$$L_{\kappa\kappa'} \sim N_H N_e V \sim N_e^2 V. \quad (7)$$

Величина $N_e^2 V = ME$ наз. об-ёмной мерой эмиссии. Т. о., в КП светимость $L_{\kappa\kappa'} \sim ME$, в то время как в условиях ЛТР, согласно (4) и (2), $L_{\kappa\kappa'} \sim N_H V$, т. е. пропорциональна числу излучающих атомов.

4. Промежуточный случай

В общем случае, когда физ. состояние плазмы не отвечает ни условиям ЛТР, ни условиям КП, населённости определяются балансом всех процессов заселения и распада уровней, включая тушащие столкновения и ступенчатое возбуждение, к-рые в КП не играли роли. Для нахождения n_{κ} (а следовательно, и интенсивностей спектр. линий) приходится решать весьма громоздкую систему алгебраич. ур-ний баланса. Решение этих ур-ний позволяет сделать следующие выводы. При низкой плотности плазмы (т. е. при КП) и фиксированном числе атомов N_H светимость $L_{\kappa\kappa'} \sim N_e$. С ростом плотности «включаются» тушащие столкновения, рост $L_{\kappa\kappa'}$ замедляется и в пределе ЛТР $L_{\kappa\kappa'}$ уже не зависит от концентрации электронов N_e . Однако рост $L_{\kappa\kappa'}$ с увеличением N_e может прекратиться значительно раньше установления ЛТР. Обозначим N_e^* электронную концентрацию, при к-рой тушащие столкновения начинают сказываться на населённости уровня k и, следовательно, нарушать условия КП. Приближённо

$$N_e^*(k) \approx \frac{A_{\kappa}}{q_{\kappa}}, \quad q_{\kappa} = \sum_{j \neq \kappa} q_{\kappa j}, \quad (8)$$

где q_{κ} — суммарная скорость тушащих столкновений. Для запрещённых линий A_{κ} мало и условия КП нарушаются при значительно меньшей концентрации N_e , чем для разрешённых. Другими словами, рост $L_{\kappa\kappa'}$ с увеличением концентрации электронов для запрещённых линий прекращается значительно раньше, т. е. на более низком уровне, чем для разрешённых линий.

Скорость тушащих столкновений $q_{\kappa j}$ растёт с уменьшением расстояния между уровнями $|\mathcal{E}_{\kappa} - \mathcal{E}_j|$. Поэтому они переводят атом с уровня k не в осн. состояние,

а на ближайший уровень, с которого возможен излучательный переход. Это означает, что при $N_e > N_e^*(k)$ светимость сначала «перекачивается» из запрещённых линий в разрешённые. Лишь затем, с ростом N_e , наступают условия ЛТР для всех линий.

На рис. 1 показано изменение с N_e светимости трёх типов линий гелиеподобного иона: запрещённой (F), интеркомбинационной (I) и резонансной (R). Степень запрета линии F на неск. порядков сильнее, чем линии I . Для удобства по вертикальной оси отложена величина L/N_e .

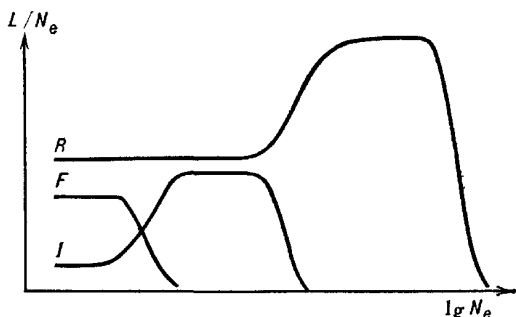


Рис. 1. Зависимость от электронной концентрации интенсивности резонансной (R), интеркомбинационной (I) и запрещённой (F) линий гелиеподобного иона. Масштаб по оси абсцисс зависит от заряда иона.

Значение q_{kj} , как уже отмечалось, растёт с уменьшением расстояния между уровнями. Вероятность излучательных переходов между такими уровнями, наоборот, убывает. Из этого вытекают два важных следствия.

1. Для высоких уровней энергии атомов (когда квантовое число n велико) расстояние между уровнями уменьшается, и, следовательно, N_e^* уменьшается. Поэтому имеется тенденция к термодинамически равновесному распределению населённостей между высокими уровнями. При этом распределение населённостей просто следует статистич. весу (экспоненц. фактор для близких уровней одинаков), а интенсивность линий пропорциональна $A_{kk'}$.

2. Для ионов энергии уровней растут $\sim Z^2$, а N_e^* растёт как Z^6 или Z^7 для разрешённых переходов и ещё быстрее для запрещённых. Поэтому для многозарядных ионов (т. е. при высоких темп-рах) N_e^* велико, влияние тушащих столкнове-

ний незначительно и КП имеет место практически при всех плотностях, встречающихся в астрофизич. условиях.

5. Спектральная диагностика

Л. и. может использоваться для определения темп-ры T и электронной концентрации N_e плазмы. Как уже отмечалось, температурная зависимость интенсивности линий в условиях ЛТР и КП аналогична ($L_{kk} \sim e^{-\beta \epsilon_{kj}}$). Темп-ра может быть определена по спектр. линиям как ионов одного типа, так и ионов различных типов. Очень удобны для определения T линии-спутники в спектрах многозарядных ионов (см. ниже).

Соотношение (8) явл. основой спектр. диагностики плотности плазмы (при малых и умеренных плотностях). При этом наиболее удобно сравнивать интенсивности запрещённой и разрешённой линий, полагая, что для последней КП выполняется (одновременно может выполняться КП по одним линиям и ЛТР по другим). Если отношение интенсивностей отличается от вычисленного с помощью ф-л (5) или (7), то $N_e \gtrless N_e^*(k)$ для соответствующей запрещённой линии. Величина N_e^* определяется по известным значениям A_{kj} и q_{kj} с помощью (слегка уточнённого) соотношения (8). Используя различные запрещённые линии, можно оценивать N_e в различных диапазонах (ср. рис. 1).

В нек-рых случаях оказывается удобным использовать для определения N_e абс. светимости

$$L_{kk'} \sim N_e^2 V \quad (\text{КП}),$$

$$L_{kk'} \sim N_H V \quad (\text{ЛТР}). \quad (9)$$

В условиях, далёких от термодинамич. равновесия, Л. и. даёт возможность определить T , N_e и обилие элементов $\alpha(X)$, а также получить детальную информацию о процессах в плазме. С ростом плотности плазмы число одновременно происходящих микропроцессов увеличивается и получить детальную информацию об отдельных процессах оказывается уже невозможным. В условиях ЛТР информация об отдельных микропроцессах полностью утрачивается и оказывается возможным определять лишь макрохарактеристики: T , N_e , $\alpha(X)$; причём для определения N_e необходимы абс. измерения либо

линии разных ионов (пользуются ф-лой Саха). Наконец, в оптически толстой плазме при полном термодинамич. равновесии частиц и излучения последнее имеет планковскую зависимость интенсивности от частоты. При этом теряется информация как о N_e , так и о $\alpha(X)$, т. е. по характеру распределения энергии в спектре можно определить лишь темп-ру плазмы.

6. Сателлиты

Особую категорию линий в спектре многозарядных ионов X_z составляют сателлиты резонансной и др. линий.

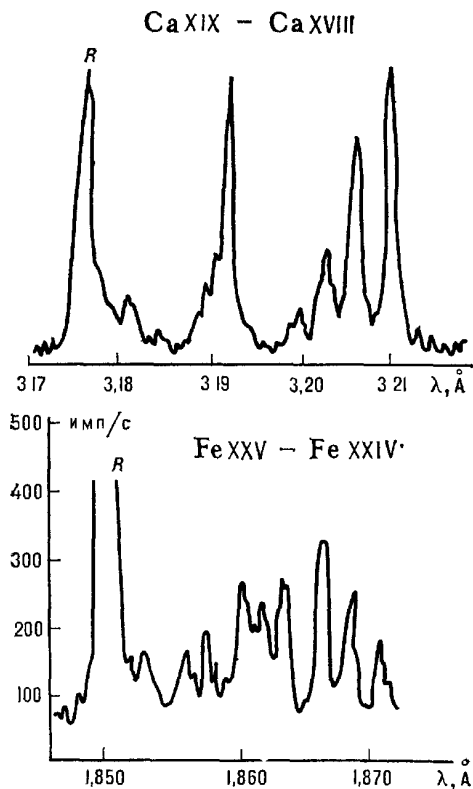


Рис. 2. Сателлитная структура около резонансной линии (R) гелиепоподобного иона: вверху — лазерная плазма; внизу — солнечная корона.

Сателлиты возникают при переходах между теми же уровнями, что и осн. линия, но оказываются несколько смещёнными по частоте из-за присутствия одного (или нескольких) дополнительных электронов на возбуждённом уровне nL . Наличие дополнительного nL -электрона обусловлено, как правило, реком-

бинацией захватом (дielektrонная рекомбинация — осн. механизм образования сателлитов). Возбуждённый ион может испустить либо электрон (и вернуться в исходное состояние), либо фотон с частотой, близкой к частоте осн. линии (сателлит). При $n = 2$ или 3 сателлиты хорошо разрешаются от осн. линии, а при $n \geq 4$ обычно сливаются с ней.

Отношение интенсивностей сателлита и осн. линии мало при $Z < 10$ и быстро растёт ($\sim Z^4$) с ростом Z . При $Z \gtrsim 20$ интенсивность сателлитов становится порядка интенсивности осн. линии и далее почти не меняется с увеличением Z . Отношение интенсивностей зависит от темп-ры. Действительно, возбуждение сателлита сопровождается захватом электрона на уровень с отрицат. энергией $-\delta\mathcal{E}$. Поэтому на возбуждение сателлита требуется меньше энергии, чем на возбуждение осн. линии. Отношение интенсивностей сателлита и осн. линии $\sim \delta\nu \exp(\delta\beta)$, где $\delta\beta = \delta\mathcal{E}/kT$. Из ф-лы видно, что с ростом темп-ры сателлиты становятся относительно слабее. Поскольку сателлиты расположены весьма близко к осн. линии и возбуждаются из того же осн. состояния, они весьма удобны для определения темп-ры. На рис. 2 показана сателлитная структура в области резонансной линии ионов Ca XIX (лазерная плазма) и Fe XXV (солнечная корона, вспышка). В последнем случае структура относительно слабее ввиду большей температуры.

Лит.: Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А., Возбуждение атомов и уширение спектральных линий, М., 1979; Каплан С. А., Пикельнер С. В., Физика межзвездной среды, М., 1979. Л. А. Вайнштейн

ЛОКАЛЬНОЕ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ — см. Термодинамическое равновесие.

ЛОРЕНЦА СИЛА — сила, действующая на заряженную частицу во внешнем эл.-магн. поле. Л. с. $F = F_E + F_B = eE + \frac{e}{c} [vB]$ (в ед. системы СГС), где e и v — заряд и скорость частицы, E и B — электрич. и магн. поля. Электрич. составляющая Л. с. F_E ускоряет частицу вдоль E . Магн. составляющая F_B перпендикулярна v и B , т. е. F_B искривляет траекторию частицы, но не меняет её энергию; её абс. величина $F_B = eB(v/c) \sin\alpha$, где α — угол между v и B . В постоянном однородном магн. поле частица под действием F_B движется с постоянной (по абс. величине) скоростью по винтовой линии с осью,

направленной вдоль $\mathbf{B}$, и радиусом (ларморовский радиус) $r = \frac{v_{\perp}}{2\pi\nu_B}$, где $v_{\perp}$ — составляющая скорости поперёк $\mathbf{B}$, $\nu_B^{\text{рел}} = \frac{|e|\hbar}{2\pi mc} \times \sqrt{1 - (v/c)^2}$ — частота вращения частицы вокруг $\mathbf{B}$ (см. Циклотронная частота), m — масса частицы. Шаг винтовой линии равен $2\pi r(v_{\parallel}/v_{\perp})$, где $v_{\parallel}$ — составляющая v вдоль $\mathbf{B}$.

В общем случае, когда частица находится в отличных от нуля полях $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$, её движение усложняется. Составляющая $\mathbf{E}$ вдоль $\mathbf{B}$ приводит к росту со временем шага винтовой линии, составляющая $\mathbf{E}$ поперёк $\mathbf{B}$ — к электр. дрейфу частицы, т. е. к перемещению центра вращения перпендикулярно $\mathbf{E}$ и $\mathbf{B}$ со скоростью $\mathbf{u} = c[\mathbf{E}\mathbf{B}]/B^2$ (при $u \ll c$). Дрейф возникает и под действием др. сил, не параллельных $\mathbf{B}$ (напр., силы тяжести), а также в случае, если магн. поле неоднородно.

Л. с. входит в кинетич. ур-ния для частиц плазмы и (в усреднённом виде) в ур-ния магнитогиродинамики. Она определяет поведение плазмы в магнитосферах планет и звёзд, межзвёздной среде и т. п.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Теория полей, 6 изд., М., 1973; Пикельнер С. Б., Основы космической электродинамики, 2 изд., М., 1966.

Г. Г. Павлов.

ЛУНА

Содержание:

- | | |
|---|-----|
| 1. Общие астрономические сведения | 348 |
| 2. Данные наблюдений с Земли | 348 |
| 3. Исследования Луны при помощи космических аппаратов | 349 |
| 4. Геофизические и геохимические особенности Луны | 352 |
| 5. Происхождение и эволюция Луны | 354 |

1. Общие астрономические сведения

Луна (астрономич. знак ☾) — единственный естеств. спутник Земли, обращающийся вокруг Земли по почти эллиптич. орбите со ср. удалением 384 400 км и с периодом 27,3217 ср. солнечных суток (сидерич. месяц), что соответствует 13,5 об/год. Ср. скорость движения по орбите составляет 1,02 км/с. Вращение Л. вокруг её оси происходит с тем же периодом (27,3217 сут), вследствие чего она обращена к Земле всегда одной и той же стороной. В результате либраций (покачиваний) Л. наблюдениям с Земли доступны 59% её поверхности.

Форма Л. близка к шару с радиусом 1738 км (0,27 экваториального радиуса Земли), объём Л. составляет $2,2 \cdot 10^{10} \text{ км}^3$ ($1/49$ объёма Земли). Различия в длинах главных осей лунного эллипсоида превосходят 1 км (полярный радиус равен 1736,04 км, а направленный к Земле — 1739,23 км). Центр масс Л. смещён относительно геометрич. центра на 3 км по направлению к Земле и на 1 км влево (если смотреть с Земли). Причиной сдвига явл. неоднородность структуры лунных недр.

Масса Л. $7,35 \cdot 10^{22}$ кг, что в 81,3 раза меньше массы Земли. Ср. плотность Л. 3,34 г/см³ (Земли — 5,52 г/см³). Ускорение свободного падения на поверхности Л. равно 1,623 м/с² (в 6 раз меньше, чем на Земле). Первая космич. скорость для Л. 1680 м/с, вторая космич. скорость (скорость ускользания) 2375 м/с (см. Параболическая скорость). Вследствие малой массы Л. не может удерживать своим притяжением газовую атмосферу, и её поверхность подвержена непосредств. воздействию эл.-магн. и корпускулярного излучений Солнца, а также ударам метеоритов.

2. Данные наблюдений с Земли

Из-за годичного движения Луны вместе с Землёй вокруг Солнца лунные сутки (29,53 земных сут) немного превышают период вращения Луны вокруг своей оси. Т. о., лунный день и лунная ночь длятся ок. 15 сут. В период лунного дня солнечные лучи нагревают поверхность Л. в центре её видимого диска до +130 °С, ночью поверхность в этой точке охлаждается до -170 °С.

Поверхность Л. в целом довольно тёмная — ср. геометрич. альбедо равно 0,073. Наиболее характерные особенности поверхности Л., наблюдаемые с Земли оптич. методами: тёмные, относительно ровные участки поверхности («моря», они занимают ок. 40% видимой поверхности Л.); более светлые гористые участки («материки») с характерными для Л. кольцевыми горами («цирками») и кратерами (имеющими кольцевой вал, а нек-рые и горку в центре); лунные горные хребты (часто длиной в сотни км и высотой 3—5 км); протяжённые трещины и борозды (рис. 1). Оптич. методами изучены с Земли лунные образования, размеры к-рых составляют неск. км, а в отдельных случаях — сотни м.

Опыты по радиолокации Л. дали информацию о св-вах участков лунной поверхности, имеющих размеры порядка длины волны λ в эксперименте (напр., при $\lambda = 1$ м информация о площадях ~ 1 м²). Было установлено, что микрошероховатости лунной поверхности в среднем не превышают неск. мм.

Полученная из наблюдений в радиодиапазоне амплитуда суточных колеба-

Наиболее активный район приходится на область Аристарх — Геродот, Долину Шретера, а также кратеры Платон и Альфонс.

3. Исследования Луны при помощи космических аппаратов

Интенсивное развитие космич. исследований существенно повысило уровень наших знаний о природе Л. С 1959 г. были успешно осуществлены полёты к Л. более 50 КА и космич. кораблей (КК). КА серии «Луна» (СССР), «Рейнджер» (США), «Зонд» (СССР) проводили фотосъёмку Л. в различных масштабах, причём КА «Луна-3» (1959 г.) была впервые сфотографирована обратная сторона Л. (рис. 2). Обширная информация о микро-



Рис. 1. Фотокарта видимой стороны Луны: 1 — Море Дождей, 2 — Море Ясности, 3 — Море Гумбольдта, 4 — Море Кризисов, 5 — Море Паров, 6 — Океан Бурь, 7 — Море Изобилия, 8 — Море Спокойствия, 9 — Море Нектара, 10 — Море Облаков, 11 — Море Познание, 12 — Море Влажности, 13 — кратер Платон, 14 — кратер Аристарх, 15 — кратер Геродот, 16 — кратер Коперник, 17 — кратер Альфонс, 18 — кратер Кеплер.

ний темп-ры лунного грунта меньше измеренной в видимом свете и уменьшается с ростом λ . Это означает, что поверхностный слой Л. обладает весьма низкой теплопроводностью. Поэтому на глубине неск. дм почти нет колебаний темп-ры, характерных для поверхности Л.

Исследования ИК-излучения Л. позволили обнаружить на ней сотни «горячих» точек (участков поверхности, остывание к-рых во время лунных затмений происходит медленнее по сравнению с окружающей их местностью). Существование «горячих» точек на Л. связывают с различиями в теплоёмкости и теплопроводности лунных пород, а также с т. н. лунной активностью: слабыми газовыми извержениями из лунных недр, явлениями люминесценции и др.

рельефе Л. была получена с КА серии «Луна» (СССР, 1959—76 гг.) и «Сервейер» (США, 1966—68 гг.). Кроме того, станции «Сервейер» передали данные предварит. анализа хим. состава и физико-механич. св-в лунного грунта; 5 КА серии «Луна» и 5 станций серии «Лунар Орбитер» (США, 1966—67 гг.) стали первыми искусств. спутниками Л., сообщили ценную информацию о её гравитац. и магн. полях и осуществили фотографирование поверхности в крупных масштабах (рис. 3, 4, 5). Фотографирование Л. с КА позволило начать составление лунных карт как на всю поверхность Л., так и на отдельные регионы.

Посредством КК серии «Аполлон» (США) с 1969 г. был осуществлён ряд

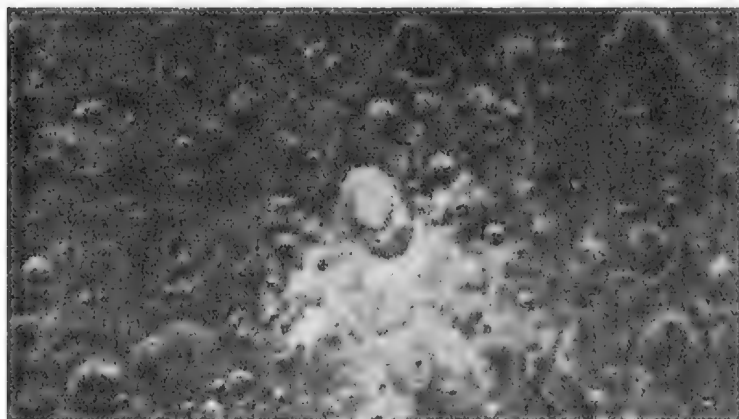


Рис. 2. Фрагмент поверхности обратной стороны Луны, переданный КА «Зонд-3». Виден двойной кратер Братьев Вавилонских

А т м о с ф е р а Л
чрезвычайно разрежена. Содержание газов у поверхности в ночное время не превышает $2 \cdot 10^5$ частиц/см³ и увеличивается днем на два порядка за счет дегазации грунта. Такая концентрация газов равноценна глубокому вакууму.

пилотируемых полетов к Л, включавших высадку человека на лунную поверхность. В результате этих полетов, а также полетов советских автоматических станций «Луна-16, -20 и -24» (1970—1976 гг.) были доставлены на Землю образцы лунного грунта. Самоходные аппараты «Луноход-1 и -2» (1970—73 гг.) обследовали лунную поверхность на площади св. 100 км². Результаты всех этих исследований кратко сводятся к следующему:

На поверхности Л выделяют два основных типа геологических и геоморфологических образований — материки и моря. Материки — это светлые области с неровным рельефом, возвышающиеся на 1—2 км над прилегающими равнинами лунных морей и занимающие ок. 85% всей поверхности Л. Поверхность материков покрыта множеством кратеров, диаметры которых имеют размеры от десятков и даже сотен км до десятков и сотен м и см, т. е. шкала диаметров

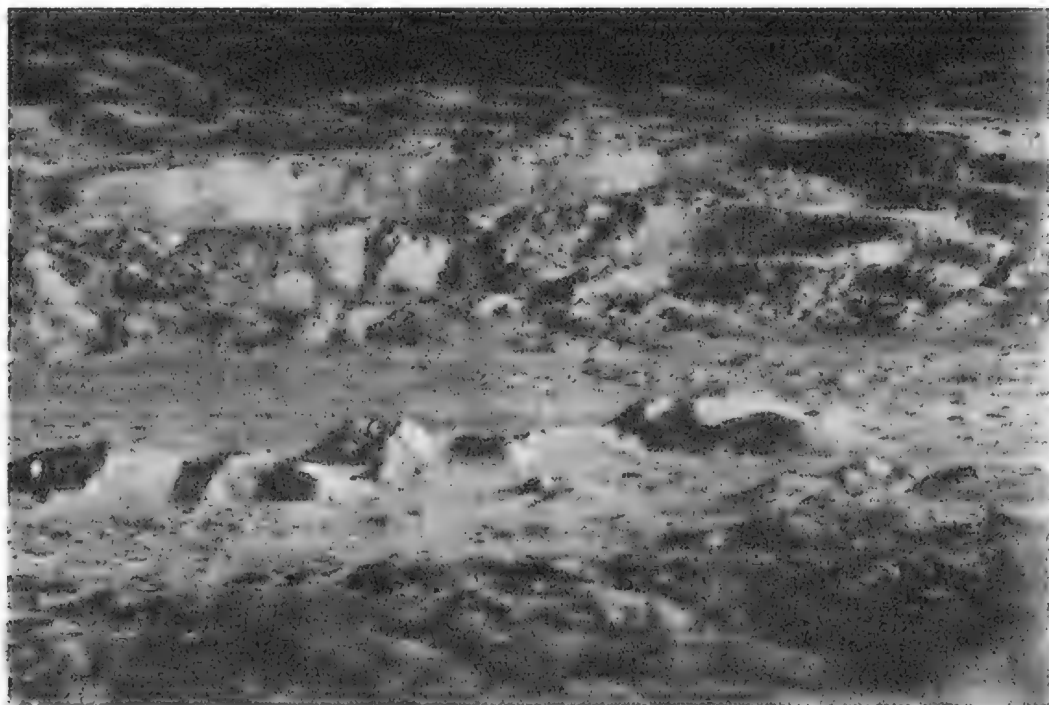


Рис. 3. Панорама кратера Коперник, переданная станцией «Лунар Орбитер-2» (США, 1966 г.).



Рис. 4 Кратер Тихо (вид сверху). Диаметр кратера 85 км.

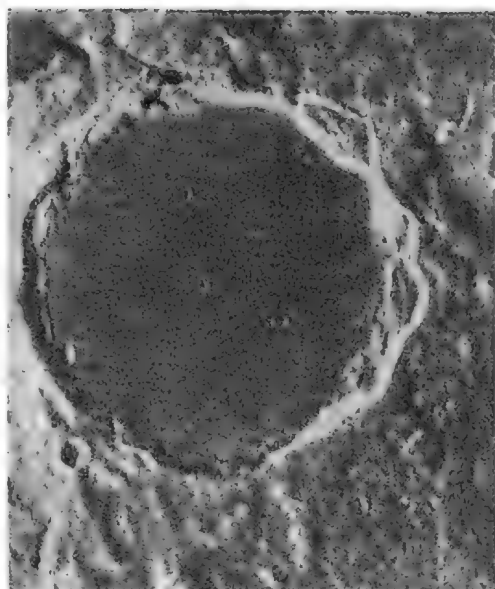


Рис. 5 Кратер Платон (диаметр 100 км).

практически не имеет разрывов. Наиболее хорошо сохранившиеся кратеры характеризуются наличием всех признаков ударно-взрывного происхождения. Они образовались в результате метеоритной бомбардировки. Лунные моря представляют собой равнины, заполненные застывшей базальтовой лавой. Они в основном концентрируются на обращенном к Земле полушарии. На обратной стороне Л есть лишь два «морских» участка — Море Восточное и Море Москвы (3% площади невидимого полушария). Моря расположены в депрессиях (прогибах) материковой коры, происхождение которых не совсем еще понятно, образование некоторых морей связывают с падением на Л крупных тел типа астероидов. Поверхность лунных морей также покрыта метеоритными кратерами, но число их и размеры существенно меньше.

Телескопическое изучение Л давно выявило кратеры с лучевой структурой. Долгое время предполагалось, что светлые лучи, расходящиеся от многих кратеров, — это образования насыпного характера. На крупномасштабных снимках светлые полосы распались на мелкие кратеры, в основном типа кратеров-луннок. Вероятнее всего, это — вторичные кратеры, образованные осколками, разлетевшимися при образовании крупных первичных кратеров.

Информация, полученная о поверхностном слое Л, разрушила укоренившееся представление о мощном пылевом покрове на Л. Это способствовало успешной высадке человека на лунную поверхность. Оказалось, что поверхностный слой представляет собой мелкообломочный материал — реголит (рис. 6), являющийся смесью мелких обломков горных пород и пороодообра-

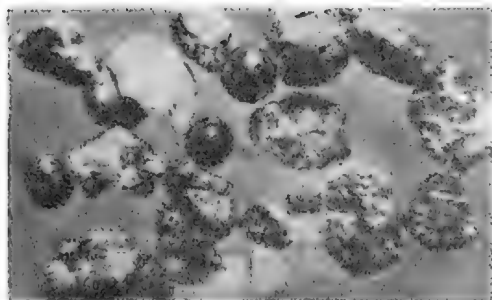


Рис. 6. Частицы реголита, доставленного на Землю возвращаемым аппаратом станции «Луна-16» (1970 г.). Размер частиц 0,25—0,5 мм.

зующих минералов, а также агглютинатов (остеклованных агрегатов частиц), возникающих при кратерообразующих процессах, стеклянных частиц и грунтовых брекчий (сцементированных угловатых обломков пород). Ср пористость

реголита в слое толщиной ≈ 15 см — ок. 50%. Доля метеоритного вещества в реголите не превышает 1%. Дробление лунных пород происходит в основном за счёт резких перепадов темп-ры (смены дня и ночи) и микрометеоритной бомбардировки (атмосферных факторов, приводящих к эрозии земных пород, на Л. нет). Толщина реголитового слоя в районах морей колеблется от 4 до 8 м, в материковых районах составляет 4—12 м. Ср. диаметр зёрен реголита — менее 1 мм, но он содержит и значит. количество обломков более крупного размера. Самый верхний слой имеет плотность $1,1\text{—}1,2$ г/см³ и выдерживает нагрузку до 1 кгс/см² ($\sim 10^5$ Па), но уже на глубине неск. дм плотность и прочность грунта значительно возрастают. Реголит обладает очень низкой теплопроводностью, примерно в 10 раз меньшей, чем теплопроводность воздуха. Поэтому слой реголита играет для Л. роль термостата. Уже на глубине ~ 1 м практически неощутимы температурные колебания, достигающие на поверхности $\approx 300^\circ\text{C}$.

Внутреннее строение Л. изучено по записям отдалённых мелкофокусных лунотрясений и ударов метеоритов, зафиксированных доставленными на Л. сейсмометрами. Главная особенность внутр. строения Л. — её разделение на мощную, жёсткую, холодную литосферу, в которой хорошо распространяются продольные и поперечные сейсмические волны (высока сейсмическая добротность), и внутр. область, находящуюся, судя по непрохождению через неё поперечных волн, в состоянии частичного расплава. Хотя слоистость Л. выражена слабее земной, недра Л., как и Земли, имеют зонально-оболочечное строение (рис. 7). Согласно совр. модели, под слоем реголита толщиной 4—12 м располагается материковая кора, толщина к-рой на обращённой к Земле стороне составляет ок. 48 км, а на обратной — 77 км. Мощность «морских» базальтов, перекрывающих материковую кору, колеблется от 1 до 20 км. В среднем толщина лунной коры оценивается в 50—60 км. Под корой находится мантия. В соответствии с изменениями скорости прохождения продольных упругих волн выделяют верхнюю (до глубины 300—400 км), среднюю (до 1000 км) и нижнюю (глубже ~ 1100 км) мантии. Зона глубже 1000—1100 км напоминает земную асте-

носферу. Темп-ра здесь ок. 1500°C и давление более 10^8 Па (40 кбар). Кроме того, в этой зоне низка сейсмич. добротность и мала вязкость. Ядро Л., предположительно, находится на глубинах более 1500 км. Его существование подтверждается сильным спадом на этих глубинах скорости распространения продольных волн (до 4 км/с) и непрохождением через него поперечных волн. Ядро — либо железное, либо сернистожелезное; предполагаемый радиус ядра — от 170 до 360 км.

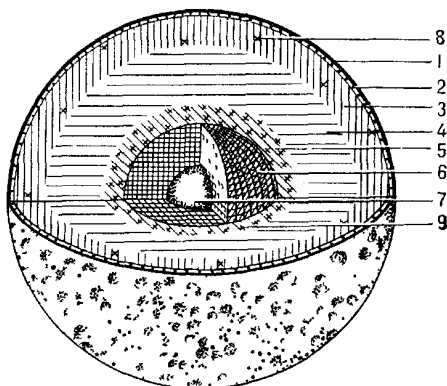


Рис. 7. Модель внутреннего строения Луны: 1 — слой реголита, 2 — кора, 3 — верхняя мантия, 4 — средняя мантия, 5 — нижняя мантия, 6, 7 — астеносфера и ядро, 8 — зона тектонических (мелкофокусных) лунотрясений (глубины от 25 до 300 км), 9 — зона приливных (глубокофокусных) лунотрясений (700—1100 км).

4. Геофизические и геохимические особенности Луны

Сейсмичность Л. проявляется в приливных («земных»), тепловых («солнечных») и тектонических («лунных») сотрясениях. К этому следует добавить удары метеоритов, вызывающие сотрясения, практически неизвестные на Земле, защищённой атмосферой. Количество приливных лунотрясений в зависимости от района может колебаться от 600 (Океан Бурь) до 3000 (район кратера Декарт) в год при суммарной годовой энергии $\sim 10^{12}\text{—}10^{14}$ эрг (среднегодовая энергия всех видов землетрясений $\sim 10^{25}\text{—}10^{26}$ эрг). Большинство лунотрясений имеет приливную природу. Как правило, это глубокофокусные (глубины 700—1100 км), слабые (максимум с энергией $10^7\text{—}10^9$ эрг) и закономерные периодичные толчки. Напротив, тектонич. лунотрясения малочисленны,

явл. мелкофокусными (глубины от 25 до 300 км) и наиболее мощными (до 10^{18} эрг). Выделяются две особенности лунной сейсмичности: почти полное отсутствие толчков на глубинах 300—600 км и локализация эпицентров толчков обоих типов в пределах узких протяжённых поясов планетарного масштаба. При этом тектонич. эпицентры располагаются по периферии поясов сейсмичности и отсутствуют в центре видимого диска внутри круга с радиусом до 1000 км. Один из поясов проходит по западному обрамлению Моря Дождей, Моря Познанного и Моря Облаков. Ок. 50% лунотрясений приходится на его 700-километровый участок в области сочленения Океана Бурь с Морями Познанным и Облаков. Установлено также, что все без исключения глубокофокусные приливные лунотрясения приурочены к трем квадрантам видимой стороны, где расположены молодые морские бассейны. Они полностью отсутствуют в юго-восточном квадранте — районе гор и старых морей. Причиной тепловых лунотрясений явл. резкие перепады темп-ры, вызывающие сжатие и расширение пород в самом поверхностном слое. Они намного слабее приливных, но поскольку происходят по всей лунной поверхности, то их суммарная энергия оказывается соизмеримой с сейсмич. энергией приливных лунотрясений. Для лунотрясений характерно постепенное нарастание амплитуды сейсмич. колебаний и ещё более медленный её спад. Возникшие колебания не затухают часами, что объясняется высокой сейсмич. добротностью лунных недр (малыми потерями энергии на одном цикле сейсмич. колебаний).

Магнетизм Л. Собственное магн. поле Л. как небесного тела практически неразличимо на фоне межпланетного магн. поля, имеющего напряжённость ок. $5 \cdot 10^{-5}$ Э (5γ). В то же время магнитометры, установленные на лунной поверхности, позволили выявить отдельные небольшие участки Л. с полями до $3 \cdot 10^{-3}$ Э. Локальная магн. активность Л. объясняется вкраплением в её тело намагниченных или хорошо проводящих образований. Высокая остаточная намагничённость (10^{-2} — 10^{-3} Гс у реголита, 10^{-5} — 10^{-6} Гс у базальтов, 10^{-3} — 10^{-4} Гс у брекчий) была обнаружена при исследовании образцов лунного грунта. Её можно объяснить существованием у Л. на ранней стадии эволюции

магн. полей высокой интенсивности. Ещё одним слабым источником совр. магн. поля Л. служат электрич. токи, текущие по поверхности полости в т. н. следе Л. Заряженные частицы солнечного ветра, попадая на лунную поверхность, поглощаются ею. При этом на ночной стороне Л. должна образоваться полость, свободная от плазмы солнечного ветра, но содержащая магн. поле. Это поле сжимается под давлением плазмы, и его напряжённость становится выше напряжённости магнитного поля окружающего солнечного ветра. Однако в целом для реконструкции магнитной истории Л. данных ещё недостаточно.

Параметры электрич. поля и электропроводность поверхностного и более глубоких слоёв Л. рассчитывались по вариациям магн. поля. Поверхностный слой Л. представляет собой мощный изолятор. С глубиной электропроводность заметно возрастает. Обнаружены слои с различным электрич. сопротивлением. Границы слоёв хорошо согласуются с сейсмич. разделами (граница между верхней и средней мантиями, между литосферой и астеносферой). По изменению электропроводности с глубиной и её зависимости от темп-ры были получены оценки темп-ры в недрах Л.: 1000 °C на глубине 400 км и 1400 °C на глубине ≈ 1000 км. Т. о., темп-ра недр Л. до глубины 700—1000 км ниже точки плавления базальтов, а на больших глубинах достигает или превышает её. Расчётная мощность литосферы при этом согласуется с сейсмическими оценками.

Гравитационное поле Л. изучалось с её искусств. спутников (ИС). Оказалось, что оно неоднороднее земного, а источники аномалий расположены ближе к поверхности. Последнее вызывает периодич. вариации эксцентриситета орбит ИС и величины периселения (наибольшего расстояния ИС от центра Л.). Анализ аномалий силы тяжести привел к открытию масконов — локализованных концентраций масс на нек-рой глубине под лунной поверхностью. Величина аномалий может достигать 200 мгал. Большинство масконов находится в круговых морях видимой стороны. Позднее были обнаружены крупные масконы на границах видимой и обратной стороны в Восточном Море и в Краевом Море, а также огромный маскон в экваториальной зоне цент-

ра обратной стороны. Его диаметр достигает 1000 км. Он способен отклонить на 1000 м спутник, летящий на высоте 100 км. Суммарная масса всех масконов составляет 0,0001 массы Л. Природа масконов ещё недостаточно ясна. Существующие гипотезы представляются спорными (удар крупного метеорита, особенности процесса хим. дифференциации вещества и др.).

Тепловой поток из недр Л. непосредственно измерен в двух районах Л. (Рима Хэдди и Тавр-Литров) и составил $2,2 \cdot 10^{-6}$ Вт·см⁻² и $1,6 \cdot 10^{-6}$ Вт·см⁻² соответственно. При этом тепловой поток района Тавр-Литров оказался примерно равным расчётному и, как и предполагалось, в 3—4 раза меньше теплового потока через поверхность Земли. По-видимому, тепловой поток из недр Л. создается за счёт выделения энергии при распаде радиоактивных изотопов.

В существующих моделях тепловой истории Л. можно наметить следующие общие черты: ранний разогрев и частичное расплавление верхней толщи в неск. сотен км; последующее отступление зоны распада на глубину — остывание и затверждение литосферы; высокая начальная концентрация радиоактивных изотопов, их вынос в ходе эволюции в лунную кору; образование центральной расплавленной зоны и её частичное сокращение. Следовательно, тепловая история Л., как и Земли, состояла в расслоении первоначально однородного тела на оболочки: лёгкую кору, мантию и более тяжёлое ядро.

Геохимия лунных пород. Исследование проб лунного грунта показало существенные отличия в составе пород морских и материковых районов Л. Морские породы — это оливины, глинозёмистые и титанистые базальты с различным содержанием щелочей, материковые — это габбро-норит-анортозитовый комплекс пород, глинозёмистые базальты и крип-базальты, с высоким содержанием щелочей, редкоземельных элементов и фосфора. Всего выделено 6 типов пород, залегающих на поверхности Л., и для каждого типа определены пределы вариаций состава. Описано более 50 минералов, содержащихся в лунных породах. Ведущее место в лунных породах принадлежит силикатам и окислам. В качестве сопутствующих минералов встречаются фосфаты, суль-

фиды, карбиды и фосфиды (в земной коре обнаружено более 2000 минералов) Лунные породы обеднены железом, водой и летучими компонентами. Известен только один лунный минерал — акаганеит, к-рый содержит водород и трёхвалентное железо. Хим. состав реголита существенно зависит от места взятия пробы. В табл. приведены данные о химическом составе проб, доставленных на Землю советскими АМС из материкового района («Луна-20») и морского района (Море Изобилия, «Луна-16»).

Химический состав лунного реголита (макроэлементы), %

Элементы	Доставлен «Луна-20»	Доставлен «Луна-16»	Элементы	Доставлен «Луна-20»	Доставлен «Луна-16»
Si	20,0	20,0	Mg	5,7	5,3
Ti	0,28	1,9	Ca	10,3	9,2
Al	12,5	8,7	Na	0,26	0,32
Cr	0,11	0,20	K	0,05	0,12
F	5,1	13,7			

5. Происхождение и эволюция Луны

Существует неск. гипотез происхождения Л.: 1) Л. выделилась из мантии Земли (гипотеза отторжения); 2) Л. и Земля образовались одновременно как двойная планета путём аккреции сходного родительского вещества (гипотеза совместного происхождения); 3) Л. образовалась где-то в Солнечной системе и лишь впоследствии была захвачена Землёй (гипотеза захвата); 4) Л. образовалась путём объединения кольца планетезималей (тел промежуточной массы), некогда окружавших Землю. Окончательно вопрос о происхождении Л. пока не решён, но тот факт, что возраст образцов лунных пород колеблется в пределах 4,5—3,5 млрд. лет (рис. 8) и близок к возрасту Земли, определённого независимо, явл. важным свидетельством в пользу гипотезы совместного происхождения (см. *Происхождение Солнечной системы*). Определение возраста проводилось методами, основанными на распаде различных радиоактивных элементов (уран-ториево-свинцовый метод, рубидий-стронциевый, калий-аргоновый; см. *Космохронология ядерная*). Эволюция

Л., согласно современным представлениям, включает 5 осн. этапов. Первый этап начался 4,6 млрд. лет назад, когда, благодаря интенсивной бомбардировке Л. планетезималями, их интенсивному

«морской» — этап лунной эволюции имел место в период 3,8—3,0 млрд. лет назад, когда за счёт энергии, образовавшейся в недрах Л. при радиоактивном распаде изотопов, произошли массовые

излияния базальтов, затопивших депрессии поверхности и сформировавших равнины лунных морей. Около 3,0 млрд. лет назад наступил современный — «послеморской» этап эволюции Л. Ведущими факторами преобразования поверхности в этот период стали относительно слабая метеоритная бомбардировка, солнечный ветер и космич. лучи, совместное действие к-рых привело к образованию обломочного поверхностного слоя — реголита.

Лит.: Минчин С. Н., Улубенов А. Т., Земля — Космос — Луна, М., 1972; Рускол Е. Л., Происхождение Луны, М., 1975; Черкасов И. И., Шварев В. В., Грунт Луны, М., 1975; Галкин И. Н., Геофизика Луны, М., 1978; Сагитов М. У., Лунная гравиметрия, М., 1979; Шевченко В. В., Современная селенография, М., 1980. Очерки сравнительной планетологии, М., 1981; Жарков В. Н., Внутреннее строение Земли и планет, 2 изд., М., 1983. К. Б. Шингарева.

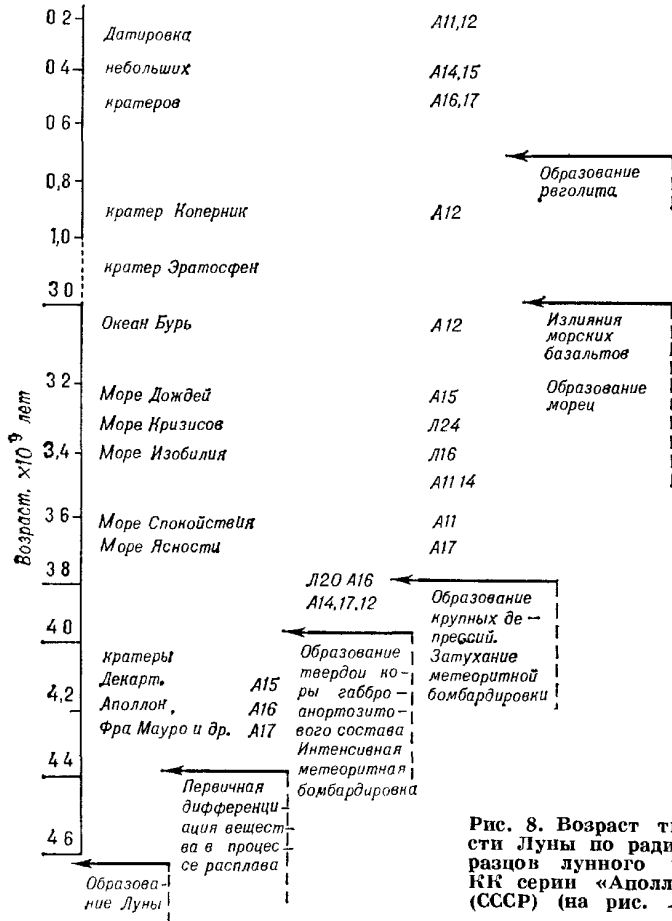


Рис. 8. Возраст типичных образований на поверхности Луны по радиометрическим исследованиям образцов лунного грунта, доставленных на Землю КК серии «Аполлон» (США) и КА серии «Луна» (СССР) (на рис. А и Т).

гравитац. сжатию и нагреву поверхности Л. солнечным ветром, подверглась расплаву либо вся Л., либо достаточно мощный поверхностный слой. С течением времени произошла дифференциация расплава. Около 4,4 млрд. лет назад поверхность Л. снова затвердела — образовалась материковая кора габбро-анортозитового состава, к-рая ещё долгое время находилась под воздействием интенсивной метеоритной бомбардировки.

Следующий этап — образование крупных депрессий поверхности и затухание метеоритной бомбардировки — начался 4 млрд. лет назад. Четвёртый —

ЛУЧЕВАЯ СКОРОСТЬ — скорость изменения расстояния между объектом и наблюдателем. Метод определения лучевой скорости звёзд, галактик и др. астрономич. объектов основан на использовании эффекта Доплера. Л. с. определяется по смещению линий (излучения или поглощения) в спектре источника или по изменению частоты отражённого сигнала при радиолокации.

Если относительное изменение длины волны λ вследствие эффекта Доплера $\Delta\lambda/\lambda \ll 1$, то Л. с. связана с ним соотношением: $v = c\Delta\lambda/\lambda$. В случае $\Delta\lambda/\lambda \gtrsim 1$ связь этой величины со ско-

ростью становится более сложной (см. *Доплера эффект*). В близких к Солнцу окрестностях Галактики звёзды имеют Л. с. примерно от -100 до $+240$ км/с, скорости наиболее удалённых *квазаров* приближаются к скорости света. Л. с. звёзд и галактич. облаков газа, вращающихся вокруг центра Галактики, зависит от движения Солнца в Галактике и хаотич. скоростей этих объектов. Зная параметры, характеризующие вращение Галактики, а также Л. с. и координаты звёзд и облаков межзвёздного газа, движущихся по орбитам, близким к круговым, можно определить, на каких расстояниях они от нас находятся. Л. с. галактик также может служить критерием расстояния до них (см. *Хаббла закон*).

Л. с. отдельных излучающих атомов может быть различной, что влияет на профиль *спектральных линий*, расширяет их. Поэтому анализ профилей линий даёт ценную информацию о движении вещества источника (тепловом, турбулентном или упорядоченном). Напр., широкие профили всех спектр. линий излучения наблюдаются у быстро-вращающихся звёзд и у звёзд, с поверхности к-рых происходит истечение газа. Определение Л. с. отдельных компонентов кратных звёздных систем (напр., *двойных звёзд*) или систем галактик позволяет оценить массы этих систем. Знание распределения Л. с. звёзд и газа по диску галактик даёт возможность оценить их массу и плотность (см. *Массы небесных тел*). А. В. Засов.



МАГЕЛЛАНОВЫ ОБЛАКА — галактик-спутники нашей Галактики; расположены относительно близко друг к другу, образуют гравитационно связанную (двойную) систему. Для невооружённого глаза выглядят как изолированные облака Млечного Пути. Впервые М. О. описал Пигафетта, участвовавший в кругосветном плавании Магеллана (1519—22 гг.). Оба Облака — Большое (БМО) и Малое (ММО) — явл. неправильными галактиками. Интегральные характеристики М. О. даны в таблице.

Интегральные характеристики Магеллановых Облаков

	БМО	ММО
Координаты центра	$05^h24^m, -70^\circ$	$00^h51^m, -73^\circ$
Галактическая широта . . .	-33°	-45°
Угловой диаметр	8°	$2,5^\circ$
Соответствующий линейный размер, кпк	9	3
Расстояние, кпк	50	60
Интегральная величина, M_V	$-17,9^m$	$-16,3^m$
Наклонение к лучу зрения	27°	$\geq 60^\circ$
Средняя лучевая скорость, км/с	+275	+163
Общая масса, $M_\odot$	$6 \cdot 10^9$	$1,5 \cdot 10^9$
Масса межзвёздного водорода $H I, M_\odot$	$5,4 \cdot 10^8$	$4,8 \cdot 10^8$

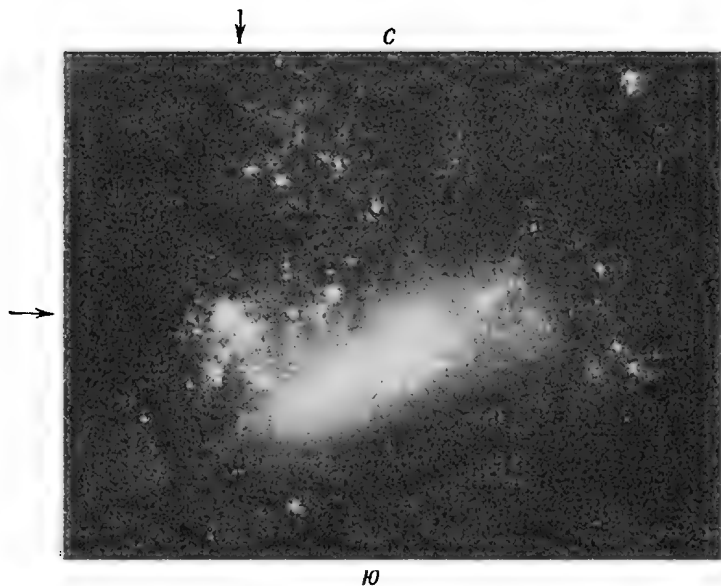
На крупнейших телескопах в М. О. можно разрешить звёзды со светимостью, близкой к солнечной; в то же время вследствие значит. превышения расстояния до М. О. над их поперечником различие видимых звёздных величин входящих в М. О. объектов равно разнице их абс. звёздных величин (для БМО погрешность не превосходит $0,1^m$). Так как М. О. расположены на высоких галактич. широтах, поглощение света межзвёздной средой нашей Галактики и примесь её звёзд мало искажают картину М. О. К тому же плос-

кость БМО (рис. 1) почти перпендикулярна лучу зрения, так что видимое соседство входящих в него объектов означает, как правило, и пространственную их близость. Всё это помогает изучению взаимосвязи звёзд различного типа, скоплений и диффузного вещества (в частности, звёзды высокой светимости видны там не далее $5-10'$ от места своего рождения). М. О. наз. «мастерской астрономических методов» (Х. Шепли), в частности в М. О. была открыта зависимость период — светимость для *цефеид*. Объекты М. О. обладают, наряду со сходством, и рядом поразительных отличий от аналогичных членов Галактики, что указывает на связь структурных особенностей галактик с характеристиками их населения.

В М. О. имеется огромное количество звёздных скоплений всевозможных возрастов и масс; каталог скоплений БМО включает 1600 объектов, а полное их число составляет ок. 5000. Около сотни из них выглядят как шаровые звёздные скопления Галактики и весьма близки к ним по массам и степени концентрации звёзд. Однако шаровые скопления Галактики все очень стары [$(10-18) \times 10^9$ лет], тогда как в М. О. наряду со столь же старыми скоплениями имеется ряд шаровых скоплений (23 в БМО) с возрастaми $\sim 10^7-10^8$ лет. Возраст скоплений М. О. однозначно коррелирует с хим. составом (молодые скопления содержат относительно больше тяжёлых элементов), тогда как у скоплений галактич. диска такая корреляция отсутствует.

В БМО известно также 120 обширных группировок молодых звёзд высокой светимости (ОВ-ассоциаций), связанных, как правило, с областями понизованного водорода (зонами HII). В ММО таких группировок на порядок меньше, молодые звёзды сосредоточены там в осн. теле и в «крыле» ММО, вытянутом к БМО, тогда как в БМО они разбросаны по всему Облаку, а в осн. теле преобладают звёзды с возрастaми 10^8-10^{10} лет. Радиоастрономич. наблюдения в линии

$\lambda = 21$ см нейтрального водорода (HI) показали, что в БМО имеются 52 изолированных комплекса HI со ср. массой $\sim 10^6 m_{\odot}$ и размерами 300—900 пк, а в ММО плотность HI почти равномерно нарастает к центру. Доля HI по отно-



шению к полной массе в БМО в неск. раз больше, чем в Галактике, а в ММО больше на порядок. Даже в наиболее молодых объектах БМО содержание тяжелых элементов, по-видимому, несколько меньше, чем в Галактике, в ММО оно, без сомнения, ниже в 2—4 раза. Все эти особенности М. О. можно объяснить тем, что там не было первоначальной бурной вспышки звездообразования, приведшего в Галактике к исчерпанию осн. запасов газа и сравнительно быстрому обогащению его остатков тяжелыми элементами на протяжении первых миллиардов (или сотен миллионов) лет существования Галактики. Присутствие старых шаровых скопления и переменных звезд типа RR Лиры доказывает, однако, что звездообразование началось в М. О. и в Галактике примерно в одно время. Наличие большого числа молодых шаровых скоплений в М. О. (в Галактике их нет), возможно, означает, что их образованию в совр. диске Галактики препятствует спиральная волна плотности, к-рая может инициировать звездообразование и в газовых облаках, не достигших высокой степени сжатия (см. *Спиральная структура галактик*).

В каждом из М. О. известно $\sim 10^3$ цефеид, причём максимум в их распределении по периодам сдвинут в ММО к малым периодам (по сравнению с цефеидами в Галактике), что также можно объяснить меньшим содержанием в звёздах ММО тяжелых элементов. Распределение цефеид по периодам неодинаково в разных участках М. О., что в соответствии с зависимостью период — возраст объясняется различием возраста массивных звёзд в этих областях. Поперечник областей, в к-рых цефеиды и скопления имеют близкие возрасты, составляет 300—900 пк. Объекты в этих звёздных комплексах, очевидно, генетически связаны друг

Рис. 1. Большое Магелланово Облако. Над западным (левым) концом перемычки — гигантская область НII Тарантул (отмечена стрелками).

с другим — они возникли из одного газового комплекса.

В неск. участках М. О. изучены звёзды типа RR Лиры, к-рые в БМО имеют ср. звёздную величину 19,5^m с весьма небольшой дисперсией, из чего следует малая дисперсия их светимостей и слабое поглощение света в БМО. Пылевых туманностей в БМО найдено немного (около 70), и лишь в некоторых участках внутри и вблизи гигантской зоны НII Тарантул (30 Золотой Рыбы) поглощение достигает 1—2^m. Отношение массы пыли к массе газа в БМО на порядок меньше, чем в Галактике, и низкое содержание пыли должно отражаться на особенностях звездообразования в М. О. Оболочки остатков вспышек сверхновых в БМО (известно неск. десятков) заметно больше по размерам при той же поверхностной яркости, что и в Галактике, диаметры их, как и кольцевых зон НII, достигают 200 пк. Имеется 9 сверхгигантских оболочек НII с поперечником ок. 1 кпк. В М. О. наиболее тесную связь с газом показывают не О-звёзды, а Вольфа — Райе звёзды. Замечено также, что области звездообразования в БМО находятся,

как правило, в районах с наибольшим градиентом плотности Н1.

Зоны НII, сверхгиганты и планетарные туманности (последних открыто 137 в БМО и 47 в ММО) позволяют определить центр вращения БМО. Он нахо-

из молодых звёзд. Центральный объект скопления ярче на 2^m остальных звёзд. По-видимому, это компактная группа горячих звёзд, возбуждающая область НII. По ряду характеристик скопление 30 Золотой Рыбы похоже на умеренно активные ядра галактик; следовательно, активность в какой-то мере может быть связана с интенсивным образованием звёзд большой массы. В этой зоне находится неск. остатков сверхновых,

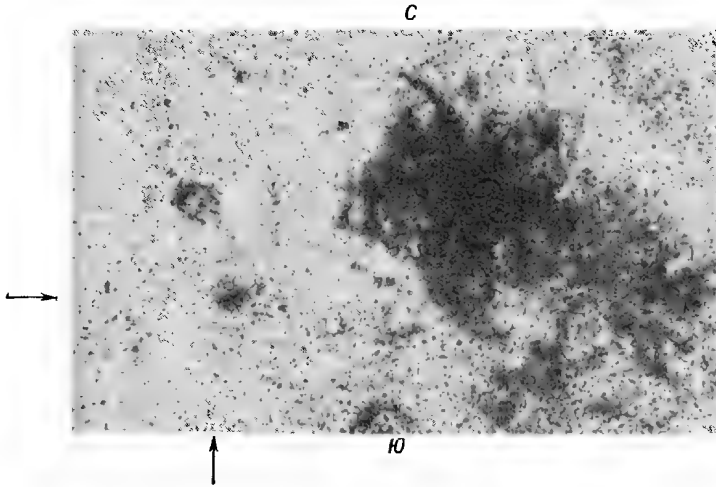


Рис. 2. Гигантская область НII Тарантул в БМО (30 Золотой Рыбы) и окружающая её сверхассоциация звезд (негатив). У левого края — молодое шаровое скопление (отмечено стрелками). Справа вверх и справа вниз — большие группировки молодых звезд, входящие в сверхассоциацию.

дится в 1 кпк от его оптич. центра. Расхождение объясняется, по-видимому, тем, что последний определяется по ярким объектам, масса к-рых не явл. доминирующей. Быстрое вращение и небольшая дисперсия скоростей (порядка 10 км/с для молодых объектов) свидетельствуют о высокой степени сплюснутости БМО (нек-рые астрономы считают БМО спиральной галактикой с массивной перемычкой и слабо выраженными спиральными ветвями). Старые шаровые скопления и, по-видимому, звезды типа RR Лиры также сосредоточены в диске, а не в короне БМО. Своеобразие кинематики ММО и очень большую поверхностную плотность цефеид в нём можно объяснить тем, что ММО ориентировано к нам торцом своего осн. тела, тогда как БМО видно с направления, почти перпендикулярного плоскости его диска.

Замечательной особенностью БМО явл. открытая в нем звездная сверхассоциация, в центре к-рой расположена гигантская зона НII (30 Золотой Рыбы, рис. 2) поперечником ок. 250 пк и массой $10^5 m_{\odot}$. В центре зоны находится компактное скопление звёзд очень высокой светимости с общей массой $\sim 10^4 - 10^5 m_{\odot}$ (рис. 3). Оно явл. наиболее молодым из известных шаровых скоплений и содержит самые массивные

в т. ч. плерионов — остатков типа Крабовидной туманности. В БМО открыто ок. 100 рентг. источников переменной интенсивности; большинство из них отождествляется с остатками сверхновых. Источник LMC X-3 явл., наряду с Cyg X-1, наиболее достоверным кандидатом в черные дыры.

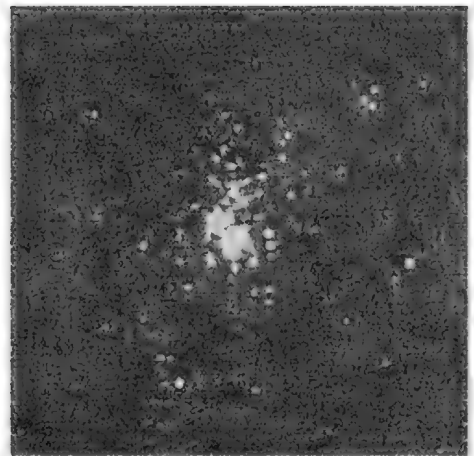


Рис. 3. Скопление NGC 2070 молодых массивных звёзд в центре газовой туманности Тарантул. Снимок сделан с применением узкополосного фильтра ($\lambda = 5350 \text{ \AA}$), поэтому сама туманность не видна.

Оба Облака погружены в общую водородную оболочку. Нек-рые звёздные скопления находятся между М. О., а недавно выяснилось, что через них проходит полоса облаков HI — Магелланов поток, в плоскости к-рого лежат и нек-рые др. карликовые галактики — спутники нашей Галактики. Возможно, что газовая перемычка соединяет М. О. с нашей Галактикой; нек-рые звёзды типа RR Лиры и скопления также находятся на полпути между Солнцем и М. О. Приливному воздействию М. О. приписывают искривление периферич. слоёв водорода в Галактике, последняя со своей стороны также оказывает мощное воздействие на структуру М. О.

Лит. Воронцов-Вельяминов Б. А., Внегалактическая астрономия, 2 изд., М., 1978; Холопов П. Н., Звёздные скопления, М., 1981; Ефремов Ю. Н., В глубины Вселенной, 2 изд., М., 1977; Звезды и звездные системы. [Сб.], М., 1981. Ю. Н. Ефремов.

МАГИЧЕСКИЕ ЯДРА — атомные ядра, содержащие т. н. магическое число (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126) протонов (p) или нейтронов (n). Такими ядрами явл., напр.: ${}^4_2\text{He}(2p, 2n)$, ${}^{16}_8\text{O}(8p, 8n)$,

${}^{40}_{20}\text{Ca}(20p, 20n)$, ${}^{56}_{28}\text{Ni}(28p)$, ${}^{88}_{40}\text{Cr}(50n)$, ${}^{120}_{50}\text{Sn}(50p)$, ${}^{138}_{82}\text{Ba}(82n)$, ${}^{208}_{82}\text{Pb}(82p, 126n)$.

В атомном ядре нейтроны и протоны могут образовывать заполненные оболочки (см. *Уровни энергии*), аналогичные электронным оболочкам инертных газов. Магич. числа соответствуют числам протонов или нейтронов, заполняющих эти оболочки. Среди М. я. наиболее выделяются ядра, у к-рых заполнены как протонные, так и нейтронные оболочки (${}^4\text{He}$, ${}^{16}\text{O}$, ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{208}\text{Pb}$). Такие ядра наз. дважды магическими. М. я., и особенно дважды магические, обладают повышенной устойчивостью, малой вероятностью α -распада, малой эффективностью нейтронного захвата. М. я. более распространены во Вселенной по сравнению с ядрами, содержащими другое близкое число нуклонов (см. *Распространённость элементов*).

МАГНИТНЫЕ ЗВЁЗДЫ — звёзды, на поверхности к-рых обнаружены по зеемановскому расщеплению спектр. линий крупномасштабные магн. поля напорядка тысяч эрстед (см. *Зеемана эффект*). М. з. лежат на *главной последовательности* (ГП) диаграммы Герцшпрунга — Рес-

селла в интервале *спектральных классов* В, А и F. М. з. составляют 10—15% от числа норм. звёзд в этой части диаграммы и имеют такие же массы, эффективные темп-ры, а также (в грубых чертах) строение атмосфер, как и норм. звёзды. М. з. относятся к группе пекулярных (необычных) звёзд (Ар-звёзд) ввиду присутствия в их спектрах аномально сильных линий многих хим. элементов (Si, Cr, Mn, Y, Sr, Eu, Gd и нек-рых др.), а также ввиду слабости линий HeI. Аномалии обусловлены значительно более высоким содержанием (по отношению к водороду) этих элементов в атмосферах М. з., чем в атмосфере Солнца. В среднем избыток растёт с увеличением атомного номера элемента, достигая $\sim 10^4$ — 10^6 для редкоземельных элементов. М. з. вращаются в среднем в 3 раза медленнее норм. звёзд тех же масс и практически не встречаются в составе тесных двойных систем. Интенсивности линий и зеемановское расщепление спектр. линий М. з. меняются с периодом, равным периоду осевого вращения М. з. С этим же периодом меняется на неск. % блеск звезды. Изменения связаны с неоднородностями поверхности М. з. Т. к. угловые размеры видимого диска М. з. много меньше разрешающей способности самых больших телескопов, всегда наблюдается спектр усреднённого по диску излучения. Для изучения распределения хим. элементов по поверхности М. з. используют эффект Доплера, вследствие к-рого вклады различных участков поверхности вращающейся звезды в спектр. линию смещены по частоте, и эти смещения зависят от времени. Это позволяет по наблюдаемому в различные фазы вращения спектру получить распределение элементов по поверхности звезды.

На ряде М. з. наблюдается по неск. областей с повышенной концентрацией элементов Si, Sr, Eu и др. Определить структуру магн. поля этих областей значительно сложнее, однако сравнение наблюдений с результатами расчётов для различных моделей позволяет заключить, что магн. поле имеет дипольный характер, причём центр диполя может быть смещён по отношению к центру массы звезды, а ось диполя чаще всего лежит в плоскости экватора. Возможно также присутствие квадрупольного компонента. Тот факт, что М. з. встречаются как в старых ($\sim 10^8$ лет), так и в молодых ($\lesssim 10^6$ лет) скоплениях, свидетельст-

уует в пользу того, что М. з. не явл. эволюционной стадией норм. звёзд, а получили свои признаки в самом начале жизни. Имеются различные гипотезы происхождения М. з.

Большинство из них исходит из того, что магн. поле явл. первичным признаком М. з. Магн. поле могло существовать ещё в протозвёздном облаке, из к-рого образовалась звезда (реликтовое поле). Оно усилилось при сжатии протозвезды и затормозило её вращение (момент вращения посредством магн. поля был передан межзвёздному газу). Реликтовое поле могло послужить «затравкой» для последующего действия динамомеханизмов генерации магн. поля в звезде (см. *Гидромагнитное динамо*). В сформировавшейся звезде магн. поле подавило или сильно ограничило конвекцию в верхних слоях, благодаря чему оказалось возможным существование устойчивых областей с аномальным хим. составом. Имеются две осн. гипотезы происхождения аномалий хим. состава М. з. Согласно одной из них, в полностью стабилизированной магн. полем атмосфере звезды происходит медленная диффузия элементов, поскольку сила тяжести, градиент парциального давления и сила лучевого давления, возникающая при поглощении излучения в спектральных линиях соответствующих элементов (селективное давление излучения), не уравновешивают друг друга полностью. Результирующая сила для каждого атома или иона хим. элемента зависит от структуры его уровней энергии, усложняющейся с ростом атомного номера (A). Это может приводить к наблюдаемой зависимости избытка от значения A . Принципиальная возможность такого механизма несомненна, однако детального согласия со многими данными наблюдений получить не удаётся. Вторая группа гипотез связывает аномалии хим. состава с попаданием на М. з. продуктов нуклеосинтеза, происходившего в др. звезде. Т. к. наибольшие аномалии наблюдаются для тяжёлых элементов, к-рые образуются путём быстрых нейтронных захватов (см. *Ядерная астрофизика*), естественно полагать, что это — результат синтеза элементов при вспышке сверхновой звезды в окрестности М. з. (может быть, ещё при её образовании). Имеются и др. гипотезы, однако теории, дающей достаточно полное объяснение св-в М. з., пока не существует.

Лит.: Пикельнер С. Б., Хохлова В. Л., *Магнитные звезды*, «УФН», 1972, т. 107, в. 3, с. 389; Хохлова В. Л., *Магнитные звезды*, в кн.: *Итоги науки и техники*. Сер. *Астрономия*, т. 24, М., 1983.

В. Л. Хохлова.

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ СОЛНЦА И ЗВЁЗД. Магн. поля присутствуют, по-видимому, на всех звёздах. Впервые магн. поле было обнаружено на ближайшей к нам звезде — Солнце — в 1908 г. амер. астрономом Дж. Хейлом, измерившим зеemanовское расщепление спектр. линий в солнечных пятнах (см.

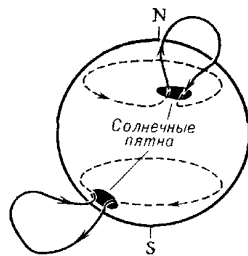


Рис. 1. Магнитные поля солнечных пятен, образующиеся благодаря подъёму на поверхность общего подфотосферного азимутального магнитного поля.

Зеемана эффект). Согласно совр. измерениям, макс. напряжённость магн. поля пятен ≈ 4000 Э. Поле в пятнах есть проявление общего азимутального магн. поля Солнца, силовые линии к-рого имеют различное направление в Северном и Южном полушариях Солнца (рис. 1). В 1953 г. амер. астроном Х. У. Бэбкок открыл значительно более слабую дипольную составляющую солнечного магн. поля (~ 1 Э) с магн. моментом, ориентированным вдоль оси вращения Солнца (рис. 2). В 70-х гг.

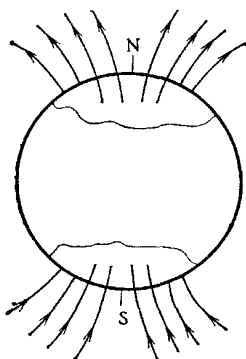


Рис. 2. Дипольная осесимметричная составляющая крупномасштабного магнитного поля Солнца. Наиболее выражена у полюсов.

20 в. удалось обнаружить примерно такую же слабую по напряжённости неосесимметричную крупномасштабную составляющую солнечного магн. поля. Она оказалась связанной с межпланетным магн. полем, имеющим различные

направления радиальных составляющих в разных пространствах секторов (см. *Секторная структура*), что соответствует на Солнце квадруполь, ось к-рого лежит в плоскости солнечного экватора (рис. 3). Наблюдалась также и двухсекторная структура, соответствующая диполью. В целом крупномасштабное магн. поле Солнца выглядит достаточно сложным. Ещё более сложная структура поля обнаружена в малых масштабах. Наблюдения указывают на существова-

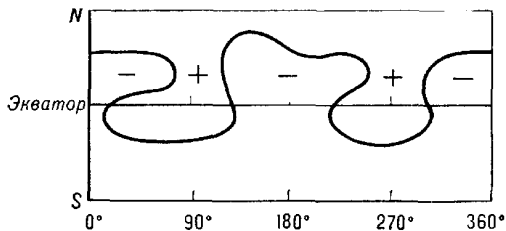


Рис. 3. Радиальная составляющая крупномасштабного магнитного поля Солнца, построенная по наблюдавшемуся в период 1976—1977 гг. Л. Свалгардом и Дж. Уилкоком (США) лучевому компоненту поля. Знак плюс означает, что поле направлено от Солнца, минус — к Солнцу. Кривая разделяет области положительного и отрицательного направлений радиальной составляющей поля.

ние мелкомасштабных иглоподобных полей с напряжённостью до $2 \cdot 10^3$ Э. Мелкомасштабные магн. поля связаны также с конвективными ячейками (см. *Конвекция, Солнце*), наблюдаемыми на поверхности Солнца.

Магн. поле Солнца не остаётся неизменным. Осесимметричное крупномасштабное поле квазипериодически изменяется с периодом прибл. 22 года (*солнечный цикл*). При этом каждые 11 лет происходит обращение дипольной составляющей и смена направления азимутального поля. Неосесимметричная секторная составляющая поля изменяется прибл. с периодом обращения Солнца вокруг своей оси. Мелкомасштабные магн. поля изменяются нерегулярно, хаотически.

Магн. поле несущественно для равновесия Солнца; равновесное состояние определяется балансом сил тяготения и градиента давления. Зато все проявления солнечной активности связаны с магн. полями (*солнечные пятна, вспышки на Солнце, протуберанцы*). Магн. поле играет определяющую роль в создании *солнечной хромосферы* и в нагреве (до миллионов градусов) *солнечной коро-*

ны. Наблюдения, выполненные на космич. станции «Скайлэб» (США, 1973—1974 гг.), показали, что высвечиваемая в УФ- и рентг. диапазонах энергия выделяется в многочисл. локализованных областях, отождествляемых с петлями магн. поля. С другой стороны, области, в к-рых излучение значительно ослаблено (*корональные дыры*), отождествляются с открытыми во внеш. пространство конфигурациями магн. силовых линий. Считается, что в этих областях берут начало быстрые потоки *солнечного ветра*.

Все звёзды, кроме Солнца, столь удалены от нас, что воспринимаются как точечные объекты. Поэтому непосредств. наблюдения далёких звёзд позволяют определить напряжённость магн. поля, усреднённую по поверхности звезды, и мало что говорят о конфигурации (геометрии) поля. Относительно малое количество света, принимаемого от удалённых звёзд, позволяет регистрировать с помощью эффекта Зеемана только достаточно сильные магн. поля. Таким способом удалось обнаружить особую группу звёзд с сильными (до $3,4 \cdot 10^4$ Э) полями — *магнитные звёзды*. Количество звёзд, у к-рых магн. поле зарегистрировано прямым зеемановским методом, невелико (неск. сотен).

Существование магн. полей у др. звёзд удаётся доказать непрямыми методами. У звёзд главной последовательности обнаружены хромосферы. У более чем десяти таких звёзд удалось проследить звёздный цикл (аналогичный солнечному циклу), наблюдая изменения интенсивности хромосферных линий Ca. Открыты и изучены звёзды (типа BY Draconis), поверхность к-рых покрывается пятнами на 20—30%. У Солнца пятна покрывают не более 2% поверхности. Рентгеновские наблюдения, выполненные со станции НЕАО-2 (1980 г., США), позволили обнаружить горячие короны у большого количества звёзд различных спектральных классов, от самых горячих О- и В-звёзд до холодных карликов классов К, М. Поскольку на Солнце все подобные явления связаны с наличием магн. поля, эти факты можно рассматривать как свидетельство присутствия магн. полей на др. звёздах. Напряжённость и геометрию полей, разумеется, можно оценить лишь косвенно. Впрочем, известна звезда ξ Boo (G 8), у к-рой наряду с перечисленными выше косвен-

ными свидетельствами поле ($\approx 2,5 \cdot 10^3$ Э) зарегистрировано и прямо по эффекту Зеемана. Это убеждает в правильности общего вывода о магнетизме звёзд.

Очень сильные магн. поля имеются у ряда звёзд, находящихся в заключит. стадии эволюции. У нек-рых *белых карликов*, как показывают наблюдения круговой поляризации их непрерывного излучения, напряжённость поля достигает 10^6 — 10^8 Э. Ещё более сильные магн. поля связаны с быстровращающимися нейтронными звёздами — *пульсарами*. Источником энергии пульсара служат вращение нейтронной звезды. Магн. поле явл. передаточным звеном, трансформирующим энергию вращения звезды в энергию частиц и излучения. Согласно оценкам, для объяснения наблюдаемых эффектов напряжённость поля на поверхности звезды должна достигать $\sim 10^{12}$ Э.

Очень сильные магн. поля удалось обнаружить также у нейтронных звёзд, входящих в состав двойных звёздных систем. Примером может служить нейтронная звезда, проявляющаяся в виде *рентгеновского пульсара* в двойной системе. Ионизованный газ с норм. звезды падает на нейтронную звезду. Магн. поле нейтронной звезды тормозит газ вблизи поверхности, на к-рой сравниваются газовое и магн. давления, и направляет его в область магн. полюсов звезды, где газ пзлучает. Наблюдениям удовлетворяют модели с сильным (10^{10} — 10^{13} Э) полем. В зависимости от величины магн. поля, потока газа и параметров системы, исходящее рентг. излучение приобретает определённую направленность и поляризацию. Исследование диаграммы направленности и поляризации позволяет сделать выводы о величине и геометрии магн. поля звезды. Для прямого исследования этих полей используют спектр. линии (гиролинии), обусловленные излучением электронов в магн. поле (см. *Циклотронное излучение*). Гиролиния обнаружена, напр., в рентг. спектре пульсара Her X-1 [магн. поле $(4-6) \cdot 10^{12}$ Э]. Интерпретация гиролиний в спектрах источников *гамма-всплесков*, позволила доказать, что источниками всплесков явл. нейтронные звёзды с напряжённостью магн. поля $\approx (2-7) \cdot 10^{12}$ Э.

Как показал В. Л. Гинзбург, незакрытая *чёрная дыра* не должна обладать магн. полем. При коллапсе звезды её магн. дипольный момент и моменты

более высокого порядка асимптотически исчезают. Однако магн. поля, по-видимому, играют существенную роль в процессах, происходящих в окрестностях чёрных дыр. В частности, согласно существующим теориям, в двойных звёздных системах, одним из компонентов к-рых явл. чёрная дыра, с помощью магн. поля может осуществляться перенос углового момента газа, падающего на чёрную дыру, и тем самым формирование диска, излучающего в рентг. диапазоне.

Звёзды образуются из межзвёздного газа, пронизанного магн. полем. Простейшее решение проблемы (эволюц. подход), заключающееся в том, что наблюдаемые поля звёзд представляют собой продукт сжатия исходного поля, оказывается недостаточным. Адиабатич. сжатие газа, не сопровождающееся потерей *магнитного потока*, привело бы к слишком сильным полям, поскольку ср. плотность обычной звезды типа Солнца больше плотности межзвёздной среды припл. в 10^{24} раз. Коэфф. адиабатич. усиления поля при этом равен 10^{16} , т. е. межзвёздное поле $\sim 10^{-6}$ Э превратилось бы в поле с напряжённостью 10^{10} Э, что противоречит наблюдениям. Эволюц. подход к происхождению магн. поля, по-видимому, справедлив лишь для нек-рых типов звёзд (магн. звёзд, пульсаров, возможно, для белых карликов). У большинства звёзд поле исчезает и восстанавливается за времена, короткие по сравнению с характерными временами *эволюции звёзд*. Такие быстрые изменения невозможно объяснить омической диссипацией (джоулевым затуханием, см. *Магнитогидродинамика*) или эволюц. изменениями. Они происходят в результате преобразования магн. полей под действием движений хорошо проводящего вещества звёзд. Наиболее эффективно поле изменяют неоднородное вращение и конвективные движения (см. *Гидромагнитное динамо*).

Лит.: Пикельнер С. Б., Основы космической электродинамики, 2 изд., М., 1966; Паркер Е. Н., Космические магнитные поля, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1982; Wilson O. C., Vaughan A. H., Mihalas D., «Scientific American», 1981, v. 244, p. 82. А. А. Румякин.

МАГНИТНЫЙ ПОТОК (Φ) — поток вектора магнитной индукции $\mathbf{B}$ через поверхность S . В случае, когда площадь ограничена плоским контуром, расположенным нормально к направлению однородного поля, M п. определяется

произведением: $\Phi = BS$. Единицей М. п. служит вебер $= 1 \text{ Тл} \cdot 1 \text{ м}^2$. В космич. проводящей среде (плазме) нет жёстких контуров, рассматриваемые контуры проходят через точки среды и деформируются при её движении. Для больших контуров, характерных для космич. масштабов, и интервалов времени, меньших времени затухания магн. поля, М. п. через к.-л. выделенный контур сохраняется. Если изображать М. п. в виде трубки силовых линий магн. поля, то сохранение М. п. можно связать с замороженностью силовых линий в проводящую среду: каждая силовая линия неизменно проходит через определённые точки среды и движущаяся среда увлекает за собой силовые линии. В этих условиях увеличение или уменьшение контура не изменяет величины М. п. (см. *Магнитогидродинамика*).

МАГНИТОГИДРОДИНАМИКА — изучает движение проводящих жидкостей и ионизованных газов при наличии магн. поля. Поскольку почти всё вещество в космосе — и в звёздах, и в межзвёздной среде — более или менее ионизовано и представляет собой плазму, М. широко применяется в астрофизике. Её методами изучают конвекцию и циркуляцию вещества в звёздах, распространение волн в атмосферах звёзд и Солнца, образование солнечных пятен и протуберанцев, динамику солнечного ветра, движение облаков межзвёздного газа, распространение ударных волн в газе, окружающем горячие звёзды, динамич. равновесие спиральных ветвей галактик и многие др. типы движений космич. среды. М. находит также широкое применение в лабораторных исследованиях плазмы.

Принято различать предмет и методы физики плазмы и М. В физике плазмы рассматриваются кинетика частиц, их распределение по скоростям и т. д. М. изучает усреднённое движение всех частиц, т. е. плазма в М. рассматривается как сплошная среда. Поэтому М. достаточно хорошо описывает св-ва «плотной» плазмы, где велика частота столкновений частиц, а длина их пробега мала сравнительно с расстояниями, на к-рых заметно меняются макроскопич. характеристики движения.

Движение плазмы определяется действующими на неё силами. Одной из них явл. градиент давления (как и в неионизованном газе), к-рый зависит от темп-ры и плотности плазмы. Давление

обуславливает сопротивление плазмы сжатию. Другая сила связана с магн. полем: на заряженную частицу, движущуюся в магн. поле, действует сила (см. *Лоренца сила*). В М. эта сила усредняется по всем частицам. Ср. значение силы пропорционально плотности тока j (т. е. силе тока через площадку в 1 см^2 , перпендикулярную току) и индукции поля B .

Заряженные частицы плазмы (электроны и ионы) взаимодействуют своими электр. полями на большом расстоянии. Вызванные этим взаимодействием отклонения в их движении рассматриваются как результат столкновений частиц. Столкновения электронов с ионами переводят часть энергии протекающего в плазме электр. тока в теплоту (происходит т. н. джоулево затухание тока). Затухание тока зависит от частоты столкновений частиц. Быстрые электроны отклоняются при столкновениях меньше, поэтому число столкновений как бы уменьшается с ростом темп-ры T , когда увеличивается ср. скорость частиц.

Количественно джоулево затухание тока характеризуется проводимостью плазмы σ . Выделение джоулевой теплоты в 1 см^3 полностью ионизованной плазмы равно j^2/σ в 1 с. Проводимость не зависит от плотности среды и пропорциональна $T^{5/2}$. Для солнечной фотосферы ($T \approx 6 \cdot 10^3 \text{ К}$) $\sigma = 10^{13}$ ед. СГСЗ, для короны ($T \approx 10^6 \text{ К}$) $\sigma = 7 \cdot 10^{15}$ ед. СГСЗ, а в слоях земной ионосферы ($T \approx 10^3 \text{ К}$) $\sigma = 3 \cdot 10^{11}$ ед. СГСЗ (проводимость меди $\sim 10^{17}$ ед. СГСЗ).

Затухание тока зависит как от проводимости, так и от значения j . Если поверхность, через к-рую в плазме течёт ток, велика, то при том же общем токе значение j мало и джоулево затухание тока даже в большом объёме незначительно. В объёме плазмы, размер к-рого R , время затухания тока равно:

$$t_0 = \frac{4\pi\sigma}{c^2} \cdot R^2 \quad (\text{с}).$$

Для больших объёмов время затухания, как видно из этой ф-лы, может быть очень велико. В космосе встречаются облака плазмы огромной протяжённости, так что к ним полностью применим этот вывод.

Чтобы пояснить роль затухания, рассмотрим замкнутую накоротко катушку, по к-рой проходит ток. Внутри катушки имеется магнитное поле B , энергия ко-

торого в ед. объёма равна $B^2/8\pi$. Без источников эдс ток из-за джоулевых потерь уменьшается. При этом возникает эдс индукции, препятствующая уменьшению тока. Магн. энергия поддерживает ток и постепенно расходуется на нагрев проводника. Такой же процесс происходит в сплошной массе проводящего газа, в к-рой циркулирует замкнутый ток и имеется магн. поле. Из сказанного следует, что за время $t \ll t_0$ затуханием поля можно пренебречь. Это значит, что *магнитный поток* за время t практически не меняется. Если контур за это время деформируется, то проходящий через него магн. поток сохраняется. При сжатии контура увеличивается напряжённость поля. Усиление поля происходит вместе с усилением токов, к-рое связано в свою очередь с индукц. эффектами.

Поведение поля при условии $t \ll t_0$ можно наглядно описать как замороженность силовых линий в плазму. Силовая линия как бы прикреплена к тем частицам, к-рые находились на ней в начальный момент; когда частицы перемещаются, они увлекают линию за собой. При полной вмороженности (соответствующей очень большим значениям проводимости σ) частицы ионизованного газа могут лишь скользить вдоль силовых линий магн. поля, но не могут сойти с них. В реальных условиях, при конечной проводимости и конечном объёме плазмы, замороженность неполная, силовые линии несколько отстают от движущегося газа, особенно там, где мало расстояние, на к-ром существенно изменяется вектор $\mathbf{B}$. Эти места характеризуются резкими поворотами силовых линий.

Магнитные силы. Вмороженные силовые линии не следуют пассивно за движением среды. Всякие изменения конфигурации силовых линий приводят к изменению токов, текущих в среде. В частности, чем сильнее запутываются силовые линии и возрастает их густота (усиливается магн. поле), тем сильнее становится ток. А на ток в магн. поле действует усреднённая сила Лоренца. Эта сила препятствует сжатию пучка силовых линий или их растяжению. Действие магн. сил можно наглядно представить как действие натянутых (аналог магн. натяжения) и сжатых с боков (аналог магн. давления) резиновых нитей. Если в покоящейся проводящей среде имеется магн. поле, то оно

приведёт среду в движение, при к-ром силовые линии, движущиеся вместе со средой, будут распрямляться и расширяться (отходить друг от друга), если это допускается условиями на границах. Если же кроме магн. сил существенно и давление [имеется градиент (перепад) давления], то движение определяется совместным действием обоих факторов. В среде с относительно малым давлением внутр. движения в конце концов приводят к состоянию, когда в каждой точке среды, кроме границ, магн. сила равна нулю. При этом компоненты магн. давления и натяжения взаимно уравниваются. Такое поле наз. *бессильным*. В бессильном магн. поле токи направлены вдоль силовых линий и сила Лоренца равна нулю. Такое поле не вызывает внутр. движений, но оно, как и обычное поле, стремится вызвать расширение всей среды, т. е. для границ системы оно не явл. бессильным.

Действие магн. сил подчинено закону сохранения энергии. При сжатии и искривлении силовых линий работа внеш. сил, преодолевающих сопротивление поля, переходит в магн. энергию. Движения среды, вызванные внеш. причинами, могут существенно деформировать поле только в том случае, если их кинетич. энергия или поддерживающая их разность давлений больше энергии магн. поля. Если же поле с самого начала было относительно сильным, то хаотич. движения среды не могут существенно изменить конфигурацию силовых линий, они могут только слегка искривить их.

Магн. силы играют большую роль в космич. среде. Магн. поле в спиральных рукавах Галактики направлено прикл. вдоль рукавов и имеет индукцию $B \approx (2-3) \cdot 10^{-6}$ Гс. Давление поля в направлении, перпендикулярном силовым линиям, оказывается достаточным, чтобы уравновесить силу тяжести, действующую на газ. Это не позволяет межзвёздному газу стечь к плоскости Галактики и быстро сконденсироваться в звёзды. Можно сказать, что межзвёздный газ сохранился благодаря тому, что в нём есть магн. поле.

Другой пример. Перенос теплоты из более глубоких слоёв Солнца к поверхности происходит гл. обр. вследствие конвективных движений. Эти движения искривляют, запутывают силовые линии магн. поля Солнца. Однако в сол-

нечных пятнах, где поле достигает неск. тыс. Гс, магн. силы столь велики, что не допускают запутывания силовых линий и, т. о., почти останавливают конвекцию. А это связано с уменьшением теплового потока вверх. В результате пятна имеют более низкую темп-ру и выглядят темнее, чем окружающие области, где поле слабее и конвекция не остановлена.

Наличием магн. сил объясняют существование солнечных протуберанцев, к-рые представляют собой облака сравнительно плотного газа, висащие или движущиеся высоко над поверхностью Солнца в разреженной короне. Эти газовые облака должны были бы быстро упасть на поверхность Солнца, но они существуют достаточно долго (иногда месяцами), и лишь потому, что их поддерживает магн. поле пятен и активных областей. Под действием веса протуберанца силовые линии прогибаются, газ не может двигаться вниз, не увлекая силовых линий, а натяжение последних препятствует этому. В результате протуберанец «висит» на прогнувшихся силовых линиях магн. поля, как на упругих нитях. Если же силовые линии наклонены, то газ соскальзывает вдоль них и протуберанец в этом месте длительно существовать не может.

Ещё одним примером действия магн. сил может служить удержание магн. полем быстрых частиц в ограниченном объеме. Такие частицы, напр., удерживаются в магнитосфере Земли, где геомагн. поле создаёт своеобразную магнитную ловушку (см. *Магнитосферы планет*). Подобные магн. ловушки могут удерживать частицы при условии, что общая энергия частиц меньше энергии магн. поля. Если число частиц увеличивается, то они растягивают изнутри силовые линии, при этом наблюдаются возмущения геомагн. поля и «высыпание» частиц из ловушки.

Волны в плазме с магнитным полем. Во всякой упругой среде возможно распространение волн. В воздухе — это звуковые волны. Они явл. продольными, т. е. частицы газа колеблются вдоль направления, по к-рому распространяется волна. В плазме с магн. полем может распространяться не один тип волн, как в воздухе, а неск. типов. Один из них, называемый *альвеновскими волнами*, похож на волну, к-рая распространяется вдоль натянутого резинового шнура, если

тряхнуть его конец. Роль такого упругого шнура играют силовые линии. Сместённые вместе с газом в поперечном направлении, они благодаря натяжению начинают колебаться. Возникают поперечные к направлению магн. поля колебания газа. Эти колебания распространяются вдоль силовых линий со скоростью $v_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$, называемой альвеновской скоростью. В альвеновской волне плотность газа ρ не меняется, весь слой колеблется поперёк поля как целое. Кроме волн Альвена, возможны ещё два типа волн, к-рые наз. **магнитозвуковыми**. Их возникновение обусловлено, с одной стороны, натяжением и давлением силовых линий, с другой — давлением газа, как у звуковых волн. Волны эти не являются ни чисто продольными, ни чисто поперечными. В отличие от волн Альвена, где энергия распространяется вдоль силовых линий, в магнитозвуковых волнах энергия может распространяться практически в любом направлении по отношению к силовым линиям. Кроме упомянутых в плазме возможны ещё нек-рые типы волн, связанные гл. обр. с высокочастотными колебаниями (подробнее об этом см. в ст. *Плазма*).

Магнитогиродинамич. волны (МГД-волны) играют большую роль в физике солнечной атмосферы. Они порождаются конвективными движениями под фотосферой, распространяются вверх и там затухают, нагревая хромосферу и корону Солнца. При движении волны вверх плотность газа уменьшается и энергия, к-рую несёт волна, распределяется на меньшее число частиц. Поэтому амплитуда волны, идущей вверх, увеличивается. С ростом амплитуды волна превращается в ударную. Быстро затухая, ударная волна нагревает атмосферу. Этим объясняются более высокие темп-ры хромосферы (10^4 К и более) и короны ($\approx 1-2$ млн. К) по сравнению с фотосферой (ок. 6000 К). Нагрев короны вызывает и поддерживает истечение вещества из Солнца (солнечный ветер).

Магнитогиродинамич. равновесие плазмы и колебания плазмы могут стать неустойчивыми. Возникшая неустойчивость приводит к развитию *плазменной турбулентности*, к-рая представляет собой сложный процесс самопроизвольного возбуждения и взаимодействия различного масштаба движений плазмы и магн. поля. Обзор МГД-неустойчивостей см. в ст. *Неустойчивости плазмы*.

Лит.: Пикельнер С. Б., Основы космической электродинамики, 2 изд., М., 1966; Альвен Г., Фельтхаммар К.-Г., Космическая электродинамика, пер. с англ., 2 изд., М., 1967; Паркер Е. Н., Космические магнитные поля, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1982.

С. Б. Пикельнер.

МАГНИТОСФЕРЫ ПЛАНЕТ

Содержание:

1. Введение	367
2. Магнитосфера Земли	367
3. Сравнительная характеристика и особенности планетных магнитосфер	373

1. Введение

М. п. представляют собой каверны (полости), формирующиеся в сверхзвуковом потоке горячей замагниченной плазмы солнечного ветра (СВ) благодаря его взаимодействию с магн. полем планеты. Только в самом грубом приближении можно считать, что магн. поле планеты полностью вытесняет плазму СВ из такой каверны. На самом деле как межпланетная, так и ионосферная плазма находят свои пути проникновения в магнитосферу (М). Помимо этого, в магнитных ловушках, образуемых магн. полем планет, могут удерживаться частицы, ускоренные до очень больших энергий. Взаимодействие различных потоков плазмы между собой и их движение поперёк магн. поля приводят к генерации электрич. полей и токов, широкого спектра плазменных колебаний, эл.-магн. излучения и к ускорению частиц. Часть эл.-магн. излучения в радиодиапазоне может выходить из М, делая планету своеобразным радиоисточником для внеш. наблюдателя. М чутко реагирует на изменение параметров внеш. плазменного потока — СВ — и редко находится в состоянии покоя. Она способна накапливать энергию и затем высвобождать её взрывным образом.

Благодаря полётам автоматич. КА к планетам М различного вида обнаружены у шести планет, орбиты к-рых расположены в пределах от 0,3 а. е. (Меркурий) до 10 а. е. (Сатурн). На этом расстоянии параметры СВ меняются на неск. порядков. Также на неск. порядков отличаются магнитные поля на поверхности этих планет. Тем не менее М. п. сохраняют много общих черт.

Считая М Земли своеобразным эталоном, к-рый используется для сравнительного описания М др. планет, мы рассмотрим её отдельно.

2. Магнитосфера Земли

Общая структура. Из-за идеальной проводимости плазмы СВ магн. силовые линии земного диполя не могут проникнуть в натекающий СВ (см. *Магнитогидродинамика*) и образуют в первом приближении пустую магн. полость около Земли, называемую М. В этом же приближении форма М (рис. 1) определяется балансом динамич. давления СВ и давления магн. поля Земли. Так, в подсолнечной точке (точка на прямой, соединяющей центр Земли с Солнцем) границы М — магнитопазузы — баланс давлений определяется выражением:

$$2nm_p v^2 = \frac{1}{8\pi} \left(\frac{2M'_3}{D_3^3} \right)^2, \quad (1)$$

где M'_3 — дипольный магн. момент Земли, D_3 — расстояние от центра Земли до подсолнечной точки, называемое иногда радиусом Чепмена — Ферраро, n , v — концентрация протонов и скорость СВ, m_p — масса протона. Магн. поле на внутр. стороне границы равно удвоенной величине магн. поля Земли благодаря вкладу поверхностных токов в плазме СВ, полностью экранирующих в нём это поле. Динамич. давление СВ также удваивается благодаря его идеальному отражению от границы. При типичных параметрах СВ (табл. 1) $D_3 = 9-11R_3$ ($R_3 \approx 6400$ км — радиус Земли).

М представляет собой тунное препятствие для сверхзвукового СВ, и перед ней на расстоянии 13—17 R_3 от центра Земли образуется отошедшая *бесстолкновительная ударная волна* (на рис. 1 показана ближайшей к Солнцу поверхностью), отклоняющая поток солнечной плазмы, к-рый затем обтекает М. Передача энергии и импульса СВ в М происходит лишь благодаря диссипативным процессам, а в отсутствие последних плазма и поля внутри М находятся в статич. равновесии.

Несмотря на то, что плотность энергии межпланетного магн. поля (магн. поле, вмороженное в плазму СВ) составляет всего 1% от плотности кинетич. энергии СВ на орбите Земли, процессы пересоединения межпланетных и земных магн. силовых линий в существенной мере определяют структуру и динамику М. Пересоединение должно происходить

Табл. 1.— Плазма в окрестности Земли

Область	Концентрация частиц, см ⁻³	Температура ионов, эВ	Температура электронов, эВ	Скорость потока, км/с	Магнитное поле B , 10 ⁻⁵ Гс
Солнечный ветер	5—20	10—20	20—40	350—1000	5—15
Плазменная мантия	0,1—5	100—200	26—40	100—200	20—30
Плазменный слой	0,1—1,0	500—5000	200—2000	0—1000	10—20
Кольцевой ток	5—20	10 ⁴ —10 ⁵	10 ³	—	100—500
Плазмосфера	10 ² —10 ³	0,3—1	0,3—1	—	10 ² —10 ⁴
Ионосфера	10 ⁴ —10 ⁶	0,1—0,2	0,1—0,2	—	3·10 ⁴ —6·10 ⁴

в небольшой области на границе М, где благодаря развитию плазменных неустойчивостей возрастает сопротивление плазмы и нарушается вмерзненность магн силовых линий в плазму. Это позволяет межпланетным и земным магн си-

этом часть плазмы СВ затекает в М, как это должно быть при гидродинамич обтекании тел, и формирует плазменную мантию (пограничный слой) М. Диаметр хвоста $\approx 30 R_z$, а напряженность магнитного поля в нем $\approx 3 \cdot 10^{-4}$ Э. Следовательно, в ближайшей к Земле ($\lesssim 30 R_z$) части хвоста запас

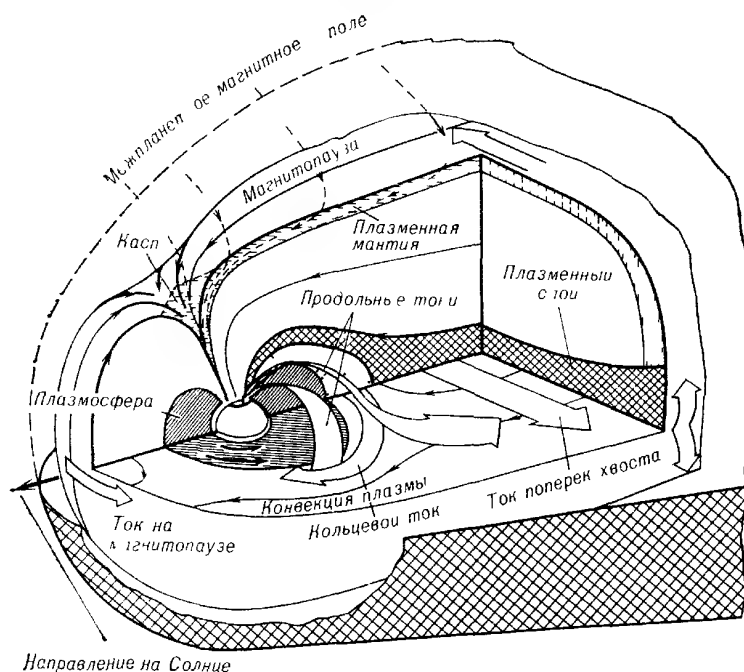


Рис. 1. Пространственное распределение плазмы, магнитных полей и электрических токов в земной магнитосфере. Светлыми широкими стрелками показаны токи на магнитопаузе и в плазменном слое, кольцевой и продольные токи. Темными стрелками показано направление вращения плазмосферы совместно с Землей. Указано также направление конвекции в хвосте магнитосферы. Область, отмеченная точками, — плазма, создающая кольцевой ток.

ловым линиям «разорваться» и «пересоединиться» между собой (см, напр, рис. 2). Наиболее благоприятной для протекания этих процессов явл ситуация, когда межпланетное магн поле (ММП) имеет значит южный компонент, т е антипараллельно земному магн полю в подсолнечной точке магнитопаузы (именно этому случаю соответствует рис 2). СВ увлекает пересоединенные силовые линии магн поля Земли, к-рые затем образуют протяженный магн шлейф — хвост магнитосферы. При

энергии $\sim 10^{23}$ эрг. В приближении идеальной проводимости СВ межпланетное электрич поле E , соответствующее движению плазмы со скоростью v поперек магн поля B , равно $E \sim vB/c$. Наблюдения и теория пересоединения показывают, что только небольшая доля $\eta \approx 0,1$ силовых линий ММП, падающих на М, пересоединяется с земными силовыми линиями, благодаря чему внутри М «передается» электрич. поле $E \sim \eta vB/c \approx 1 \text{ мВ/м}$, соответствующее разности потенциалов между

крайними пересоединенными силовыми линиями ММП. Т. о., перепад потенциала электрич поля поперек хвоста M $ED_3 = ED_3 \sim 10-100$ кВ. Энергию, поступающую в M из СВ на дневной магнитопаузе, можно оценить как поток вектора Пойнтинга через площадь этой границы:

$$P_3 \approx (c/4\pi)EBD_3^2 \approx 3 \cdot 10^{18} \text{ эрг/с} = 3 \cdot 10^{11} \text{ Вт}$$

СВ, вытягивая пересоединившиеся магнитные силовые линии в хвост M , продолжает совершать работу против сил натяжения магнитных силовых линий.

Затекающая в M плазма на расстояниях от Земли порядка $100 R_3$ достигает плоскости, разделяющей северную и южную половины хвоста с противоположными направлениями поля в них. Под действием сжатия с обеих сторон здесь магн силовые линии двух половин хвоста пересоединяются. В области пересоединения формируется нейтральная линия, на которой магн поле обращается в ноль. Со стороны Земли пересоединенные магн силовые линии образуют магн ловушку (геомагнитная ловушка), в которой удерживаются частицы плазменного слоя (область в хвосте M , занятая плаз-

равенства темпов пересоединения на дневной и ночной сторонах M . Полный цикл конвекции при типичных параметрах СВ составляет 3—6 ч. При этом в M инжектируется энергия $\sim 10^{17}-10^{18}$ эрг/с, в основном в форме горячей плазмы. Эта энергия расходуется на высыпание частиц в область полярных сияний, джоулев нагрев ионосферы и формирование кольцевого тока (см ниже). Заметим, что аномальная вязкость между межпланетной и магнитосферной плазмой дает в среднем сравнимый (с эффектом пересоединения) вклад в стационарную конвекцию замкнутых магн силовых линий в M и связанную с ней инжекцию энергии в M .

Рассмотрим более подробно процессы, происходящие внутри M . Геомагнитная ловушка явл разновидностью т н ловушек с магн зеркалами. Движение отдельных частиц в ловушке складывается в первом приближении из вращения (см. Лоренца сила) вокруг магн. силовой линии и движения вдоль магн поля со скоростью $v_{||}$. Сохранение

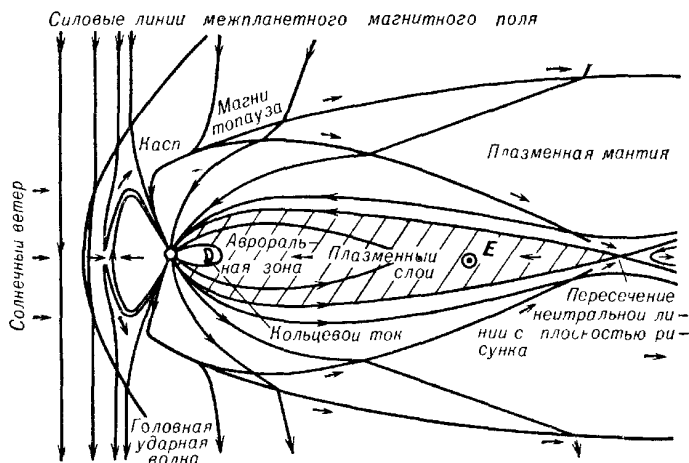


Рис. 2 Конфигурация магнитного поля и конвекция плазмы в вертикальном сечении (перпендикулярно плоскости эклиптики) магнитосферы Земли. Направления течения солнечного ветра вне магнитосферы и конвекции (дрейфа) внутримангнитосферной плазмы вместе с вмороженными магнитными силовыми линиями показаны стрелками.

мом) Под действием натяжения магн. силовых линий происходит конвекция (дрейф) этой плазмы к Земле. Магн. силовые линии, дрейфующие вместе с частицами плазменного слоя, в конце концов обтекают Землю с обеих сторон и возвращаются к дневной магнитопаузе. В стационарных условиях темп удаления пересоединенного магн. потока с дневной магнитопаузы в хвост M должен равняться темпу его возвращения из хвоста на дневную магнитопаузу. Иными словами, стационарная конвекция требует

первого адиабатического инварианта — магн. момента частицы $\mu = mv_1^2/2B$ (m — масса частицы, v_1 — перпендикулярный магн. полю компонент ее скорости) обеспечивает удержание большинства частиц благодаря их отражению от магн зеркал — областей усиленного магн. поля. При этом частицы с большим отношением параллельного и перпендикулярного компонентов скорости $v_{||}/v_1$ (соответствующая область в пространстве скорос-

тей наз. конусом потерь) свободно проходят через магн. зеркала в атмосферу. В следующем приближении под действием внеш. силы F частица с зарядом q медленно (по сравнению с вращением и колебанием между магн. зеркалами) дрейфует поперёк магн. поля со скоростью $v_d = c[FB]/qB^2$. В частности, под действием электр. поля ($F = qE$) в хвосте М частицы дрейфуют по направлению к Земле. В процессе такого медленного электр. дрейфа наряду с первым адиабатич. инвариантом сохраняется также и второй адиабатический инвариант $I_2 = m\bar{v}_{\parallel}L/\pi\bar{v}_{\parallel}$ — ср. скорость частицы вдоль магн. поля, L — длина силовых линий между точками отражения), связанный с квазипериодич. колебаниями частиц между магн. зеркалами. Нетрудно заметить, что при дрейфе в сторону Земли увеличивается напряжённость магн. поля и уменьшается длина замкнутых силовых линий. Вследствие сохранения адиабатич. инвариантов μ и I_2 при этом увеличивается кинетич. энергия поперечного и продольного движений, так что энергия частиц плазменного слоя достигает значений порядка 10 кэВ для ионов и 1 кэВ для электронов. Из-за действия центробежной силы $F = mv_{\parallel}^2 R_K/R_K^2$ (R_K — радиус кривизны магн. силовых линий) и силы выталкивания «диамагнитных» частиц из области сильного поля $F = -\mu \nabla B$ (∇B — градиент магн. поля) возникают центробежный и магн. дрейфы частиц, к-рые из-за разного направления дрейфа электронов и ионов создают ток поперёк хвоста М (рис. 1). Этот ток поддерживает противоположное направление магн. поля в обеих половинах хвоста, а вне плазменного слоя замыкается токами по магнитопаузе. Работа магнитосферного электр. поля над этим током положительна и идёт на упомянутый нагрев плазмы в плазменном слое. Эффективность нагрева $\approx 10\%$, т. к. энергия частиц оказывается на порядок ниже максимально возможной энергии $e\Delta\phi_3 \sim 10-10^2$ кэВ. Следует отметить, что в процессе дрейфа поперечные составляющие скорости частиц увеличиваются быстрее продольных и распределение плазмы по скоростям становится анизотропным. Это приводит к возбуждению колебаний плазмы типа свистящих атмосфериков (свисты) от грозových разрядов. Благодаря рассеянию частиц

на этих колебаниях (см. *Плазменная турбулентность*) их скорости могут попасть в «конус потерь». Именно таким образом большинство частиц плазменного слоя высыпается в процессе конвекции плазмы в атмосферу Земли. Поэтому плазменный слой обрывается на расстоянии $\approx 8 R_3$, где характерное время потерь частиц через магн. зеркала уменьшается до характерного времени конвекции. Частицы, высыпавшиеся из плазменного слоя в атмосферу, вызывают там диффузное полярное сияние. Небольшая доля частиц плазменного слоя может ускориться до энергии 20–50 кэВ, соответствующей полному перепаду потенциала электр. поля поперёк хвоста М. Эти частицы проникают глубже в дипольное магн. поле Земли и могут длительное время удерживаться в магн. ловушке. Центробежный и магн. дрейфы частиц с такой большой энергией значительно больше электр. дрейфа в магнитосферном электр. поле. Эти дрейфы в дипольном магн. поле направлены по азимуту, так что после инжекции из хвоста М стускок плазмы обходит Землю и образует плазменное кольцо. Благодаря тому что ионы и электроны, имеющие разный знак заряда, дрейфуют в противоположные стороны, по плазме течёт кольцевой электр. ток, вызывающий понижение (депрессию) магн. поля на Земле. Поскольку наличие такого тока давно было установлено по наземным магнитограммам, за этим компонентом плазменного населения М закрепилось старое название — кольцевой ток. Обнаружение в дальнейшем с помощью измерений с борта ИСЗ области устойчивого удержания ещё более энергичных частиц в геомагн. ловушке привело к появлению более общего названия — зона захваченной радиации. Это понятие включает в себя и кольцевой ток.

Важным элементом электродинамич. структуры М явл. т. н. продольные токи, т. е. электр. токи вдоль магн. силовых линий, обусловленные эдс в хвосте М и замыкающиеся через проводящую ионосферу Земли. На рис. 3 показано распределение продольных токов, втекающих в полярную ионосферу (и вытекающих из неё), в угловых геомагн. координатах, полученное по измерениям магн. поля продольных токов в период, когда М относительно спокойна. Это распределение, за исключением

небольших областей около локальных полудня и полуночи, явл. антисимметричным относительно линии полдень — полночь и состоит из двух концентрич. поясов. В более близком к полюсу поясе, связанном с плазменным слоем в хвосте М, токи втекают в ионосферу на восточной (утренней) стороне и вытекают из неё на западной (вечерней)

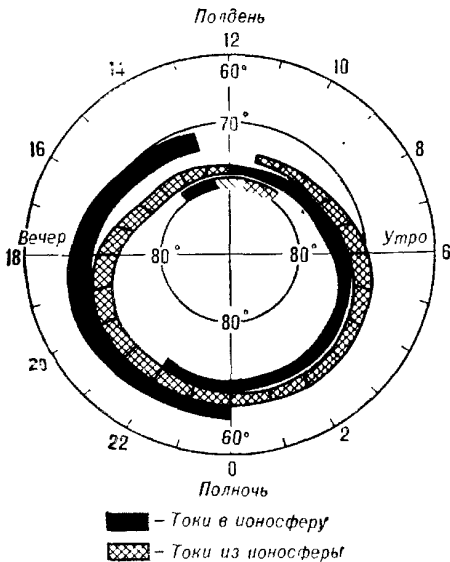


Рис. 3. Области втекания (вытекания) электрических токов вдоль магнитных силовых линий в ионосферу (из ионосферы), по данным, полученным с американского спутника «ТРИАД» (Т. Индзима и Т. Потемра, 1976 г.).

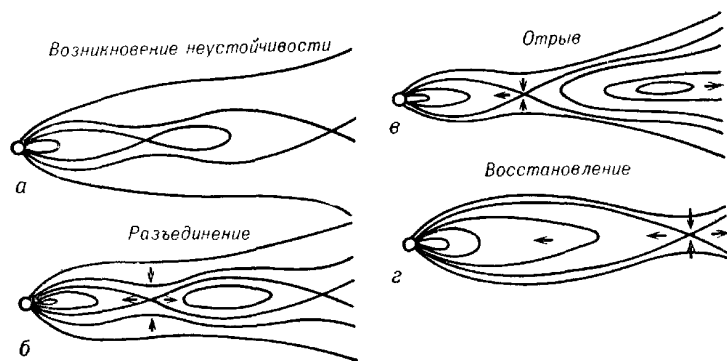
стороне. Это соответствует направлению электрич. поля в плазменном слое поперёк М, т. е. из плоскости рис. 2. В поясе, к-рый ближе к экватору, направление токов явл. обратным и соответствует замыканию через ионосферу дрейфовых токов, возникающих благодаря диамагнитному и центробежному дрейфам при инжекции частиц в кольцевой ток со стороны хвоста М и направленных в инжектируемом слое плазмы с его восточного края на западный. Зона втекания и вытекания продольных токов прибл. соответствует овалу полярных сияний в периоды слабых возмущений. Овал образуется благодаря высыпанию частиц из плазменного слоя, охватывающего Землю с утренней и вечерней сторон в процессе конвекции, и проникновению частиц СВ через дневные полярные каспы. Каспы представляют собой щели между

замкнутыми и разомкнутыми магн. силовыми линиями, в к-рые может затекать СВ. Растекание продольных токов по проводящей ионосфере создаёт характерную картину распределения электрич. полей и токовых струй (электроджетов), к-рые могут быть найдены независимо по магн. измерениям на наземных ионосферных станциях (см. *Верхняя атмосфера*).

Вблизи Земли, на расстояниях до $4-5R_z$, силовые линии дипольного магн. поля и находящаяся на них холодная плазма ионосферного происхождения вращаются вместе с Землёй, образуя плазмосферу Земли. Кроме того, в ловушке, создаваемой магн. полем Земли, эффективно удерживается небольшая группа очень энергичных частиц, образующих радиационные пояса. Инжекция частиц в радиационный пояс может происходить благодаря быстрой конвекции во время магнитосферных суббурь (см. ниже), а их ускорение обязано резонансу между азимутальным дрейфом вокруг Земли в неоднородном магн. поле и возмущениями крупномасштабного электрич. поля во время суббурь. Этот процесс ускорения идёт с сохранением первого и второго адиабатич. инвариантов. Поэтому диффузия частиц из хвоста М к Земле под действием стохастич. возмущений электрич. поля сопровождается набором энергии.

Магнитосферные суббури. Описанная выше картина М Земли в существующей мере базируется на предположении о стационарной конвекции плазмы и вмороженных в неё магн. силовых линий. На самом же деле состояние М явл. крайне изменчивым, что связано с изменчивостью величины и направления ММП, а следовательно, и темпа передачи энергии внутрь М благодаря процессам пересоединения магн. силовых линий. Когда ММП в течение неск. часов имеет преимущественно северное направление, то М переходит в состояние с минимумом энергии и явл. относительно спокойной. Если теперь ММП повернётся в южном направлении и сохранит такое направление в течение достаточно длит. периода (порядка часа), то увеличение темпа пересоединения ММП и земного магн. поля на дневной магнитопause приведёт к быстрому накоплению энергии М (в основном в виде энергии магн. поля в увеличивающемся хвосте М Земли). Это накопление

энергии рано или поздно кончается развитием своеобразной глобальной неустойчивости М — магнитосферной суббури, — приводящей к перестройке конфигурации М, в процессе которой происходит диссипация накопленной энергии. Поскольку резервуаром энергии явл. хвост М, то и развитие неустойчивости связано с неравносностью распределений плазмы и магн. поля в хвосте М, заключающейся в наличии токового слоя, разделяющего обе половины хвоста с противоположными направлениями магнитного поля.



электродинамич. системы, включающей в себя индуктивность продольных токов, сопротивление ионосферы и электрич. ёмкость плазменного слоя. Это характерное время оказывается поряд-

Рис. 4 Схематическая картина изменения структуры магнитного поля во время магнитосферных суббурь вследствие развития неустойчивости плазменного слоя.

Последовательность событий во время магнитосферной суббури хорошо установлена и может быть описана в терминах пересоединения магн. силовых линий в хвосте М вследствие разрывной неустойчивости токового слоя (см. *Неустойчивости плазмы*). Накопление энергии в хвосте М начинается, когда на дневной части магнитопаузы выполнены условия для эффективного пересоединения межпланетных и земных магн. силовых линий с последующим перебросом их в хвост М. Хотя все необходимые и достаточные условия для этого до конца не выяснены, установлено, по крайней мере, что южное направление ММП оказывается в этом смысле крайне благоприятным. Теория и эксперимент показывают, что М практически мгновенно реагирует на такое изменение направления ММП и пересоединение на её дневной стороне начинается сразу же. В то же время состояние хвоста М обладает конечным запасом устойчивости по отношению к увеличению магн. потока в обеих его половинах. Поэтому нек-рое время темп пересоединения на дневной магнитопаузе превышает темп пересоединения в хвосте М, что

приводит к накоплению энергии в хвосте М в виде энергии магн. поля. Эта стадия накопления энергии заканчивается развитием упомянутой разрывной неустойчивости распределённого тока либо благодаря постепенной эволюции состояния плазменного слоя от устойчивого к неустойчивому, либо под действием возмущений ММП. При этом миним. время реакции М на изменение граничных условий в области дневной магнитопаузы определяется временем распространения магнитогидродинамич. возмущений с дневной стороны в хвост и временем инерции хвоста М как электродинамич. системы, включающей в себя индуктивность продольных токов, сопротивление ионосферы и электрич. ёмкость плазменного слоя. Это характерное время оказывается поряд-

ка 20—60 мин. Макроскопич. следствием развития разрывной неустойчивости токового слоя явл. формирование нейтральной линии в ближней к Земле части плазменного слоя на расстоянии 10—20 R_z . На рис. 4 для простоты изображена ситуация, когда наряду со старой нейтральной линией (см. рис. 2) образуется только одна новая, около которой возникает течение плазмы (стрелки), характерное для пересоединения: к нейтральной линии с северной и южной сторон и от нейтральной линии к Земле и в хвост М. Измеренные скорости течения к Земле достигают значений порядка альвеновской (см. *Альвеновские волны*) в плазменном слое, т. е. ~ 1000 км/с. В момент, когда пересоединится последняя замкнутая силовая линия, проходящая через старую нейтральную линию в далёком хвосте М, часть плазменного слоя между нейтральными линиями перестаёт быть связанной с Землёй общими силовыми линиями. В результате магн. силовые линии, выходящие в межпланетную плазму и движущиеся с ней, охватывают сгусток плазмы и выбрасывают его через хвост в межпланетное пространство

(рис. 4, е). Однако для восстановления баланса темпов пересоединения на дневной и ночной сторонах М пересоединение в хвосте М должно продолжаться для того, чтобы вернуть на дневную сторону накопленную часть открытых магн. силовых линий. Плазменный слой, ограничиваемый новой нейтральной линией, начинает перемещаться в хвост и в конце концов занимает старое положение. Развитие во времени (t) неустойчивости, приводящей к пересоединению, происходит взрывным образом, т. е. по закону $1/(t - t_0)$ с характерным временем $t_0 \approx 5-10$ мин. Благодаря этому вдоль нейтральной линии индуцируются большие локализованные электрич. поля, способные ускорить небольшую долю частиц до энергий ~ 1 МэВ. Эти частицы могут покидать М и выходить в межпланетное пространство. Момент взрывного развития пересоединения связывается с фазой развития суббури и характеризуется на Земле интенсификацией полярных сияний в атмосфере и электроджетов в ионосфере. При этом сначала дуги полярных сияний возникают в области локальной полуночи, а затем быстро распространяются к западу и в сторону экватора. Эти явления обусловлены увеличением продольных токов благодаря инжекции плазменных сгустков из плазменного слоя в кольцевой ток и ответвлению части хвостового тока в ионосферу, а также повышенным высыпанием частиц из плазменного слоя вблизи новой нейтральной линии и из его части, расположенной ближе к Земле от этой линии. Типичный размер дуг полярных сияний 1—20 км в направлении север—юг и (3—5) $\cdot 10^3$ км в направлении восток—запад. Именно из области этих дуг вытекают сильные продольные токи, от 10% до 50% которых обусловлены высыпавшимися электронами в форме электронных пучков с энергией 1—10 кэВ, что соответствует потоку энергии $10^{-1}-10^{-2}$ Вт/м² при макс. плотности этих токов 10 мкА/м². Полный ток, втекающий и вытекающий в ионосферу, при этом оказывается $\sim 10^6$ А.

Ускорение высыпавшихся из М электронов связывается с возникновением благодаря развитию токовых неустойчивостей специфич. плазменных структур — двойных электрич. слоёв, расположенных над дугами полярных сияний на высоте (1—2) R_E или плазменной турбулентности, создающей ано-

мальное сопротивление плазмы. Благодаря существованию в этих структурах локализованного продольного электрич. поля общий перепад потенциала вдоль магн. силовых линий достигает 1—10 кВ. Электроны, ускоряясь в этом поле, бомбардируют атмосферу и вызывают в ней дискретные полярные сияния. Ионы же, наоборот, вытягиваются этим полем из ионосферы и инжектируются в плазменный слой, откуда могут как попадать в кольцевой ток и радиацион. пояса, так и выбрасываться в межпланетное пространство через хвост М. Т. о., ионосфера наряду с СВ явл. источником магнитосферных частиц. Взаимодействие ускоренных пучков электронов с ионосферной плазмой приводит к генерации т. н. километрового излучения (т. е. $\lambda \sim 1$ км) в диапазоне электронных циклотронных частот на этих высотах, т. е. $\sim 10^2-10^3$ кГц, аналогичного декаметровому радиоизлучению М Юпитера (см. ниже). Полная мощность километрового излучения достигает 10^8-10^9 Вт, что составляет 0,1—1% от полной мощности диссипации энергии во время магнитосферной суббури. Фаза восстановления соответствует возвращению состояния хвоста М к равновесному и характеризуется ослаблением указанных явлений в атмосфере и ионосфере и возвращением овалов полярных сияний к исходному положению.

3. Сравнительная характеристика и особенности планетных магнитосфер

М. п. можно охарактеризовать теми же осн. параметрами, что и земную М, т. е. размером D , перепадом электрич. потенциала поперёк хвоста М $\Delta\phi$, определяющим типичную энергию магнитосферной плазмы, и темпом передачи энергии СВ в М P , характеризующим мощность внутримангитосферных явлений. При этом удобно записать соответствующие величины в виде законов подобия, в к-рые входит магн. момент планеты M' и её гелиоцентрич. расстояние r в а. е. Принимая во внимание, что плотность СВ падает обратно пропорционально квадрату расстояния от Солнца, из (1) получим:

$$\frac{D}{D_3} = \left(\frac{rM'}{M'_3} \right)^{1/3}. \quad (2)$$

Оценка двух др. параметров $\Delta\phi$ и P имеет смысл лишь для планет-гигантов,

орбиты к-рых лежат в области $r \gg 1$, где ММП падает как $\sim 1/r$:

$$\frac{P}{P_3} = \left(\frac{\Delta\Phi}{\Delta\Phi_3} \right)^2 = \left(\frac{M'}{M'_3 r^2} \right)^{2/3}. \quad (3)$$

Магн. моменты планеты земной группы малы. Магн. поля Меркурия и Марса останавливают СВ лишь на небольшом расстоянии от поверхности планеты (табл. 2). При малом размере

тосферной плазмы вместе с Юпитером почти до её границы — магнитопаузы. Это объясняется большим значением магн. поля на поверхности планеты ($B = 4,2$ Гс), относительно малым периодом вращения (≈ 10 ч) и способностью плотной атмосферы передавать достаточный вращательный момент не только ионосфере, но и замороженным в неё магн. силовым линиям вместе с находящейся на них магнитосферной

Табл. 2. — Основные параметры планетных магнитосфер

	Меркурий	Земля	Марс	Юпитер	Сатурн
Гелиоцентрич. расстояние r , а. е.	0,39	1	1,53	5,05	9,63
Радиус R , 10^3 км.	2,43	6,38	3,4	71,6	60,0
Дипольный магнитный момент M' , Гс·см ³	$5 \cdot 10^{22}$	$8 \cdot 10^{25}$	$2,5 \cdot 10^{22}$	$1,6 \cdot 10^{30}$	$4,4 \cdot 10^{28}$
Радиус Чепмена—Ферраро D	$1,6 R_{\text{Мерк}}$	$10 R_3$	$1,4 R_M$	$10^2 R_{\text{Ю}}$	$20 R_C$
Перепад электростатич. потенциала поперёк магнитосферы $\Delta\Phi$, кВ	—	$10-10^2$	—	10^2-10^3	$20-200$
Мощность диссипации энергии P , Вт	—	$3 \cdot 10^{11}$	—	$2,5 \cdot 10^{13}$	10^{12}

их M за время конвекции плазмы не успевает происходить значительное увеличение её энергии, а радиационные пояса не могут удерживаться достаточно длительное время в магнитном поле этих планет.

На взаимодействие СВ с магн. полем Марса существенное влияние оказывают плотные атмосфера и иносфера планеты, т. к. в периоды мощного СВ магнитопауза опускается до ионосферных высот. Это приводит к интенсивному обмену массой между атмосферой и M планеты благодаря увлечению ионосферных ионов СВ вдоль магнитопаузы.

В случае Венеры СВ останавливается в подсолнечной области планеты давлением ионосферной плазмы, прочно связанной с атмосферой из-за частых соударений частиц. При этом ММП играет роль посредника, передающего давление СВ на ионосферу планеты.

Магн. поля на поверхности планет-гигантов сравнимы с земным или превосходят его. Поэтому законы подобия (2) и (3) предсказывают большие размеры их M , высокие темп-ры магнитосферной плазмы и большие мощности диссипации внутримангитосферной энергии во время суббурь. В наибольшей степени это относится к Юпитеру, колоссальные размеры M к-рого (~ 10 млн. км) определяют существенные особенности её структуры и динамики. Одним из отличий M Юпитера явл. совместное вращение внутримангитосферной

плазмой. Возникающие в результате центробежные силы вытягивают магн. силовые линии в магнито-плаз-модиск (рис. 5). Др. особенностью M Юпитера явл. сильное взаимодействие его спутника Ио с магнитосферной плазмой. При движении этого спутника по кеплеровской орбите со скоростью $v_K = 17,3$ км/с поперёк дипольного магн. поля Юпитера $B \approx 2 \cdot 10^{-2}$ Гс (вращающегося совместно с планетой со скоростью $v_R \approx 75$ км/с) поперёк спутника наводится разность потенциалов $(v_R - v_K)Bd/c \approx 400$ кВ (d — диаметр спутника). Замыкание токов, текущих по поверхности или в ионосфере спутника, через ионосферу планеты с помощью продольных токов создаёт условия для генерации известного декаметрового радиоизлучения Юпитера. Только непосредств. измерения с борта КА «Вояджер-1 и -2» (1980—81, США) позволили в полной мере выяснить роль Ио для M Юпитера. Так, выяснилось, что благодаря вулканич. деятельности на Ио и взаимодействию его плотной атмосферы с магнитосферной плазмой в M выбрасывается ежесекундно более 1 т вещества, гл. обр. серы и кислорода (осн. составляющих атмосферы). Это вещество, понижаясь и распределяясь вдоль орбиты Ио, образует плазменный тор Ио с поперечным размером порядка радиуса Юпитера $R_{\text{Ю}} \approx 7 \cdot 10^4$ км, концентрации частиц $n \approx 3000$ см⁻³, ионной темп-рой ≈ 50 эВ и электрон-

ной темп-рой ≈ 10 эВ. Вовлечение такого количества ($Q = 3 \cdot 10^{28}$ атомов/с) поступающего в тор и ионизируемого вещества в совместное вращение с Юпитером требует протекания поперёк тора (вдоль радиуса) тока $\sim 10^6$ А, замыкаю-

ный с этими волнами и генерирующий декаметровое излучение, при этом также оказывается промодулированным с частотой колебаний волн между точками отражения в полярных областях планеты, что и создаёт тонкую структу-

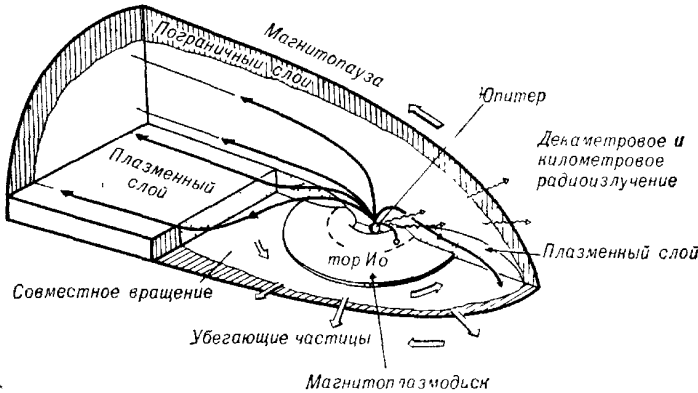


Рис. 5. Пространственное распределение плазмы и магнитных полей в магнитосфере Юпитера по данным измерений на космических аппаратах «Вояджер-1 и -2». Светлыми широкими стрелками показаны направление обтекания магнитосферы солнечным ветром, направление совместного вращения внутримagnetосферной плазмы с Юпитером, а также условно указаны пути выхода энергичных частиц из магнитосферы (Ф. Скарф и др., 1981 г.).

щегося через ионосферу планеты. Полная мощность этого магнитогиродинамич. ускорителя плазмы оценивается как $Qm_s(v_R - v_k)^2/2 \sim 10^{12}$ Вт (m_s — масса атома серы). Часть энергии движения поступающих ионов относительно вращающегося с Юпитером плазменного тора передаётся электронам посредством соударений и плазменных неустойчивостей и затем расходуется на возбуждение УФ-свечения тора мощностью $\sim 10^{12}$ Вт. Другая часть энергии диссипирует в атмосфере Юпитера, порождая полярные сияния и радиоизлучение в декаметровом и километровом диапазонах длин волн, соответствующих возбуждению в ионосфере Юпитера колебаний плазмы с частотами, близкими к электронной циклотронной и электронной плазменной частотам. Полная мощность радиоизлучения от источников, связанных с Ио и его тором, в диапазоне от 30 кГц до 40 МГц составляет $4 \cdot 10^{11}$ Вт, из них $\approx 3 \cdot 10^8$ Вт приходится на диапазон километровых волн. После экспериментального обнаружения плазменного тора Ио стало возможным объяснить тонкую дугообразную структуру спектрограмм декаметрового радиоизлучения. Оказалось, что скорость движения Ио сквозь плазменный тор превышает альвееновскую и поэтому возбуждается мощная альвееновская волна, края, распространяясь вдоль силовых линий, многократно отражается от ионосферы Юпитера (рис. 6). Ток, связан-

ру спектрограмм. Здесь следует отметить, что уже в одном УФ-диапазоне мощность полярных сияний в этих областях очень высока ($\sim 10^{14}$ Вт). Это может объясняться повышенным высыпанием ионов с энергиями порядка неск. сотен кэВ, обусловленным их взаимодействием с холодной плазмой тора (подобно тому, как это происхо-

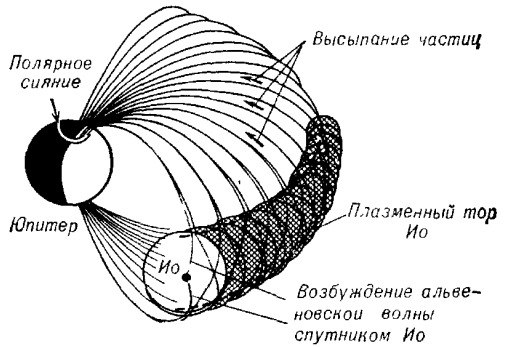


Рис. 6. Схема генерации альвееновских волн (распространяются вдоль магн. силовых линий, соединяющих Ио с Юпитером) спутником Ио, движущимся в плазменном торе со сверхальвееновской скоростью (Ф. Скарф и др., 1981 г.).

дит на Земле при взаимодействии кольцевого тока с плазмосферой).

В остальном М Юпитера похожа на М Земли, являясь более грандиозной и мощной по сравнению с последней в соответствии с законами подобия (2) и (3).

Так, в соответствии с оценкой магнитосферного электрич. поля, ускоряющего частицы, темп-ра плазмы в дневной части плазменного слоя оказалась ≈ 30 кэВ. М имеет хорошо развитый и протяжённый хвост, являющийся резервуаром энергии магнитосферных суббурь, при к-рых мощность диссипации энергии на два порядка больше, чем при земных суббурях. Можно предполагать, что, как и на Земле, ок. 1% диссипирующей энергии теряется в форме радиоизлучения из областей полярных сияний на частотах, близких к электронной циклотронной частоте в ионосфере, т.е. в декаметровом диапазоне. Благодаря большим размерам и мощным радиац. поясам М Юпитера явл. самым мощным в Солнечной системе источником космических лучей низкой энергии.

М Сатурна неплохо описывается законами подобия (2) и (3), дающими близкие к земным энергетич. параметры (табл. 2), но подобно М Юпитера обладает нек-рыми особенностями. Так, при пролёте «Вояджера» через М Сатурна была найдена модуляция километрового радиоизлучения спутником Дион, а вблизи орбиты Титана, бывшего в момент пролёта внутри М, обнаружен огромный тор нейтрального водорода с концентрацией ~ 10 см⁻³, простирающийся до орбиты спутника Рея. Этот тор, по-видимому, явл. довольно значительным источником магнитосферных частиц.

Лит.: Нишида А., Геомагнитный диагноз магнитосферы, пер. с англ., М., 1980; Юпитер, под ред. Т. Герелса, пер. с англ., т. 3 — Магнитосфера. Радиационные пояса, М., 1979; Долгиков Ш. Ш., Магнетизм планет, М., 1982. А. А. Галеев.

МАГНИТОТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — излучение заряженных частиц, возникающее из-за их вращения вокруг силовых линий магн. поля (см. *Лоренца сила*). М. и. релятивистских частиц наз. *синхротронным излучением*, нерелятивистских — *циклотронным излучением*. М. и. играет важную роль в радиоизлучении галактик (в т.ч. нашей Галактики), радио-, оптич. и рентг. излучении остатков вспышек сверхновых звёзд (напр., Крабовидной туманности), оптич. излучении магн. белых карликов, рентг. излучении аккрецирующих нейтронных звёзд (рентг. пульсаров), радиоизлучении Солнца и, возможно, больших планет. Г. Г. Павлов.

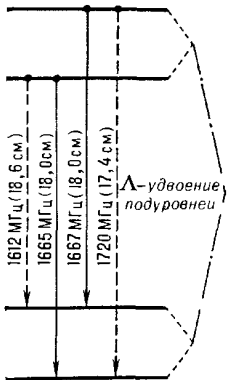
МАЗЕРНЫЙ ЭФФЕКТ в космосе — усиление интенсивности проходящего через космич. среду радиоизлучения за счёт индуцированного испускания резонансных фотонов возбуждёнными молекулами среды. Для М. э. необходимо, чтобы число молекул среды, находящихся на верхнем резонансном уровне энергии, превосходило число молекул, находящихся на нижнем уровне. Только при такой, инверсной, населённости уровней индуцированное испускание фотонов будет преобладать над их поглощением и проходящее сквозь среду излучение будет не ослабляться, а усиливаться. Однако инверсия населённости невозможна при равновесном *Больцмана распределении*. Поэтому нужна непрерывная энергетич. накачка молекул, переводящая их с нижнего на верхний уровень. В отличие от спонтанного (самопроизвольного) излучения, индуцированное (стимулированное) излучение молекул характеризуется тем же направлением распространения, той же частотой и поляризацией, что и исходное, индуцирующее излучение. Этим обусловлены характерные особенности мазерного излучения. Источники мазерного излучения — *мазеры* — своё наименование получили по начальным буквам их англ. названия Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation — усиление микроволн (излучение сверхвысокой частоты) за счёт индуцированного излучения.

Космич. мазеры были открыты в 1965 г. (Х. Уивер и др., США). Учёные обнаружили в спектрах радиоизлучения нек-рых источников (туманность Ориона, Стрелец В2, W3, W49 и др.) очень интенсивные узкие линии излучения с $\lambda = 18$ см. Первоначально полагали, что эти линии порождены каким-то неизвестным, но широко распространённым в космосе веществом, к-рое называли «мистериумом», но дальнейшие исследования показали, что линии принадлежат межзвёздному гидроксиду ОН (см. *Молекулы в межзвёздной среде*), а их аномальные св-ва (чрезвычайная узость и высокая интенсивность) обусловлены мазерным механизмом излучения. В 1969 г. были открыты ещё более мощные источники космич. мазерного излучения с $\lambda = 1,35$ см, работающие на молекулах водяного пара H₂O. В 1974—75 гг. были обнаружены мазерные источники, работающие на молекулах оксида кремния SiO и метило-

Характеристики наблюдаемых космических мазеров

λ , см	ν , МГц	λ , см	ν , МГц
H₂O		SiO	
1,348	22235,080	0,695	43122,03
ОН		0,700	42820,48
18,595	1612,231	0,348	86243,27
18,001	1665,402	0,232	129363,12
17,980	1667,359	CH₃ОН	
17,424	1720,530	1,202	24933,468
4,971	6030,747	1,201	24959,080
4,967	6035,092	1,198	25018,123
6,433	4660,242	1,193	25124,873
6,291	4765,562	1,185	25294,411
2,230	13441,371		

вого спирта CH₃ОН. Наблюдаемые линии молекулярных космич. мазеров (табл.) соответствуют в случае гидроксила ОН переходам между уровнями Λ -дублетов основного и нижних вращательных уровней молекул (рис. 1),



а в др. случаях — переходам между вращательными уровнями осн. колебательного состояния молекул H₂O и CH₃ОН или возбуж-

Рис. 1. Уровни энергии гидроксила ОН, переходы между которыми порождают радиоизлучение на частотах ν , равных 1665, 1667 МГц (главные линии) и 1612, 1720 МГц (линии-спутники).

дённого колебательного состояния молекул SiO (см. рис. в ст. Уровни энергии).

Интенсивность излучения космич. мазеров соответствует аномально высокой яркостной температуре, до 10^{13} — 10^{15} К. Каждой линии в спектре ОН-мазера (рис. 2), имеющей частоту ν , отвечает большое число очень узких ($\Delta\nu/\nu = 3 \cdot 10^{-7} - 5 \cdot 10^{-6}$) эмиссионных компонентов, порождённых излучением отдельных субисточников («пятен») малых размеров ($\sim 10^{14}$ — 10^{15} см), расположенных в области радиусом 10^{16} — 10^{17} см и движущихся с различными скоростями (скорости отличаются на величину $\Delta v = 5$ —300 км/с).

В нашей и в соседних галактиках обнаружено неск. сотен космич. мазеров. Их можно разделить на два осн. типа: 1) мазеры, ассоциирующиеся с

молодыми (возраст $\lesssim 10^5$ лет) горячими ОВ-звёздами (а возможно, и с протозвёздами), излучение к-рых осуществляет накачку; 2) мазеры, связанные с сильно проэволюционировавшими холодными звёздами большой светимости. Мазеры 1-го типа находятся в областях звездообразования, на периферии плотных газово-пылевых комплексов, в непосредств. близости от ультракомпактных зон НII и источников ИК-излучения. Примеры: туманность Ориона, области W3, W49, W51. Мазеры, находящиеся в этих областях, обладают наибольшей мощностью излучения: в линиях H₂O $\sim 10^{27}$ — 10^{33} эрг/с, ОН (на частотах 1665 и 1667 МГц) $\sim 10^{27}$ — 10^{30} эрг/с, SiO $\sim 10^{29}$ эрг/с и CH₃ОН $\sim 10^{27}$ эрг/с. Излучение сильно поляризовано — линейно (H₂O, ОН) и (или) циркулярно (ОН, SiO). Иногда наблюдаются вспыш-

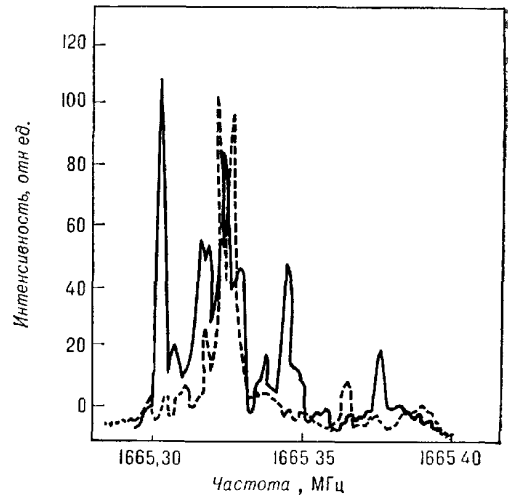


Рис. 2. Спектр излучения гидроксила ОН на частоте 1665 МГц от галактического радиоисточника W49 (зона НII). Различные пики интенсивности излучения соответствуют нескольким газово-пылевым конденсатам, движущимся с различными скоростями и из-за эффекта Доплера наблюдающихся на разных частотах. Сплошная линия — излучение с правой круговой поляризацией, штриховая — с левой круговой поляризацией.

ки отдельных компонентов. Космич. мазеры 2-го типа находятся в расширяющихся оболочках звёзд-сверхгигантов типа VY Большого Пса или переменных звёзд типа Миры Кита (красных гигантов), ИК-излучение к-рых и обеспечивает накачку. Эти мазеры более многочисленны, но их мощность меньше: H₂O $\sim 10^{24}$ — 10^{28} эрг/с, ОН (1612 МГц) $\sim$

$\sim 10^{24} - 10^{28}$ эрг/с, $\text{SiO} \sim 10^{26} - 10^{27}$ эрг/с, причём изменение мощности космич. мазеров коррелирует с изменением потока ИК-излучения.

Лит.: Космические мазеры. Сб. ст., пер. с англ., М., 1974; Стрельницкий В. С., Космические мазеры, «УФН», 1974, т. 113, в. 3, с. 463, На переднем крае астрофизики, пер. с англ., М., 1979. Д. А. Варшавский.

МАКСВЕЛЛА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ — распределение частиц (молекул, атомов) идеального газа по скоростям в условиях термодинамического (теплого) равновесия. М. р. было выведено в 1860 г. англ. физиком Дж. К. Максвеллом на основе модели, в к-рой газ рассматривается как совокупность огромного числа маленьких, абсолютно упругих шаров, находящихся в сосуде с заданной темп-рой T стенок. Согласно М. р., ср. число частиц Δn , имеющих абс. величину скорости в интервале от v до $v + \Delta v$, определяется выражением:

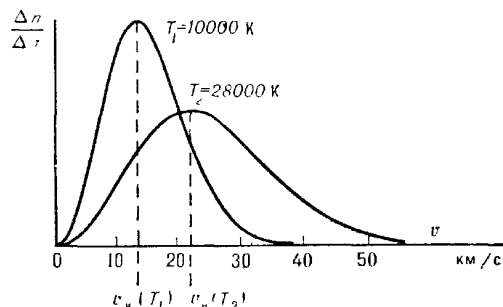
$$\Delta n = N \cdot 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-mv^2/2kT} v^2 \cdot \Delta v, (*)$$

где N — полное число частиц в системе. М. р. получило прямое подтверждение в серии опытов с молекулярными пучками. Кроме того, закономерности протекания целого ряда физ. процессов в газах убедительно свидетельствуют о справедливости М. р. (напр., доплеровское уширение спектр. линий, особенности ионизации атомов и диссоциации молекул).

М. р. сыграло чрезвычайно важную роль в становлении и развитии кинетич. теории газов и статистич. физики. В 1877 г. австр. физик Л. Больцман вывел более общее распределение, названное *Больцмана распределением* частиц идеального газа по энергиям, из к-рого можно получить М. р., если пренебречь всеми видами энергии, кроме кинетич. энергии частиц $\mathcal{E}_{\text{кин}} = mv^2/2$.

В соответствии с (*) число частиц как с малыми, так и с очень большими скоростями мало (рис.). Максимум распределения соответствует скорости $v_n = \sqrt{2kT/m}$ (v_n — наиболее вероятная скорость). Важное физ. значение имеет ср. квадратичная скорость $\bar{v}^2 = (3/2)v_n^2$, определяющая ср. кинетич. энергию частиц $\mathcal{E}_{\text{кин}} = mv^2/2 = (3/2)kT$, к-рая не зависит от массы частиц. Поэтому в идеальном газе, состоящем из частиц различных сортов (электронов, ионов), в условиях термодинамич. равновесия все частицы, независимо от их сорта, обладают одинаковой ср. кинетич. энергией. Отсюда

следует, что наибольшие скорости имеют частицы с наименьшей массой. Так, в термодинамически равновесной плазме ср. абс. величина скорости электронов e в $\sqrt{m_p/m_e} = 43$ раза больше скорости протонов p , а эта последняя, в свою очередь, в 4 раза превышает скорость атомов кислорода. М. р. по одному компоненту скорости имеет гауссовский характер, т. е. его максимум приходится на нулевую скорость, а снижение кривой распределения в e раз соответствует скорости, равной $\sqrt{2kT/m}$.



Распределение атомов ионизованного водорода (протонов) по скоростям v при двух значениях абсолютной температуры T_1 и T_2 ($T_1 < T_2$), примерно соответствующих эффективным температурам звезд спектральных классов А0 и В0. Полное число частиц в обоих случаях одинаково.

Из М. р. следует, что нек-рое количество частиц может достигать скоростей, значительно превышающих v_n . Такие частицы обладают относительно большими энергиями и поэтому играют важную роль в космич. физике и астрофизике, хотя их число относительно невелико (доля частиц с абс. значением скорости $v \gg v_n$ пропорциональна e^{-v^2/v_n^2}). Частицы с высокими скоростями имеют определяющее значение, напр., в *диссипации атмосфер* планет, в термоядерных реакциях в недрах звезд. Как следует из определения, М. р. применимо для идеального газа, находящегося в *термодинамическом равновесии*. Близкие к этому требованию условия создаются для плазмы в звездах главной последовательности. Однако на поздних стадиях *эволюции звезд* в плотных ядрах *красных гигантов* и *сверхгигантов*, а также в *сверхплотных объектах* — *белых карликах* и *нейтронных звездах* — св-ва звездного вещества существенно изменяются. В этом случае частицы с полужелым спином (электро-

ны, нейтроны, протоны и др.) образуют вырожденный газ, описываемый более общим распределением Ферми — Дирака. С уменьшением плотности вещества при к.-л. фиксированной темп-ре, удовлетворяющей неравенству $0 < kT \ll m_e c^2$, распределение Ферми — Дирака переходит в М. р. При звёздных взрывах (см. *Гравитационный коллапс, Сверхновые звёзды*), а также вблизи нейтронных звёзд темп-ра вещества может быть очень высокой ($kT \gtrsim m_e c^2$) при сравнительно умеренной плотности. Здесь обычное М. р. (*) уже непригодно для электронного газа. Вместо него иногда применяют релятивистское М. р., к-рое можно получить из распределения Больцмана, воспользовавшись релятивистской связью между кинетич. энергией $\mathcal{E}_{\text{кин}}$ и скоростью v : $\mathcal{E}_{\text{кин}} = m_e c^2 (\gamma - 1)$, где $\gamma = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$. Однако при темп-рах $kT \gtrsim m_e c^2$ происходит множественное рождение электрон-позитронных пар. Поэтому релятивистское М. р. можно использовать лишь в качестве первого приближения. Более точное рассмотрение должно основываться на распределении Ферми — Дирака с учётом релятивистских ф-л для импульса и энергии частиц.

М. р. широко используется для описания физ. процессов в межзвёздной и межпланетной средах. Однако не всегда вещество можно считать в этих средах находящимся в термодинамич. равновесии. Так, вследствие сильного различия масс электронов и ионов обмен энергией между ними затруднён. Поэтому часто создаются условия, когда не успевает установиться М. р., общее для электронов и ионов. Тем не менее многие астрофизич. задачи удаётся успешно решить, рассматривая электронный и ионный газы как слабо связанные системы, описываемые М. р. с различными темп-рами: электронной и ионной.

Д. К. Надежин.

МАССА ПОКОЯ — одна из основных характеристик элементарных частиц; определяется как масса частицы в системе отсчёта, по отношению к к-рой частица покоится. Все стабильные элементарные частицы обладают строго определёнными значениями М. п., присущими данному сорту частиц. Из теории относительности следует, что всякое тело с М. п. m_0 обладает энергией $\mathcal{E}_0 = m_0 c^2$. Это и есть известное соотношение Эйнштейна, определяющее энергию покоя. Соотношение Эйнштейна

позволяет определить М. п. в энергетич. единицах. В этом смысле в физике элементарных частиц иногда выражают М. п. в *электронвольтах* (эВ). Напр., М. п. электрона $m_0 = 0,511$ МэВ, нейтрона $m_0 = 939,57$ МэВ, протона $m_0 = 938,28$ МэВ, у J/ψ -частицы $m_0 = 3,095$ МэВ, у W -бозона $m_0 \approx (81 \pm 2)$ ГэВ. Если тело движется и обладает импульсом p , то по теории относительности его полная энергия

$$\mathcal{E} = \sqrt{\mathcal{E}_0^2 + p^2 c^2} = m_0 c^2 \sqrt{1 + (p/m_0 c)^2} \quad (*)$$

или (при $p < m_0 c$) $\mathcal{E} \approx \mathcal{E}_0 + p^2/2m_0$. Т. о., в нерелятивистской области (т. е. при скоростях, малых по сравнению со скоростью света) полная энергия свободной частицы может быть представлена как сумма энергии покоя и кинетич. энергии. Скорости частиц космич. лучей, а также частиц, получаемых на ускорителях, приближаются к скорости света. Такие частицы наз. ультрарелятивистскими (сверхрелятивистскими). В этом случае $p \gg m_0 c$ и полная энергия $\mathcal{E} \approx pc + m_0^2 c^4/2pc$.

Кинетич. энергия частицы $\mathcal{E}_K = \mathcal{E} - m_0 c^2$. Величина $m = \mathcal{E}/c^2$ движущейся частицы характеризует её инерционные и гравитирующие св-ва. Её иногда наз. релятивистской массой. Соотношение между m и m_0 установлено спец. теорией относительности:

$$m = m_0 / \sqrt{1 - v^2/c^2},$$

где v — скорость частицы. Отличие m от m_0 становится заметным лишь при скоростях движения, сравнимых со скоростью света. При $v \rightarrow c$ энергия частиц, обладающих М. п., неограниченно возрастает. М. п. фотонов, движущихся со скоростью света, равна нулю. Из ф-лы (*) следует, что у таких частиц $\mathcal{E} = c|p|$.

Система, состоящая из неск. частиц (в т. ч. и с нулевой М. п.), обладает энергией покоя, вычисляемой по ф-ле

$$\mathcal{E}_0^2 = \left(\sum \mathcal{E}_i \right)^2 - c^2 \left(\sum p_i \right)^2,$$

где $\mathcal{E}_i$ и p_i — энергия и импульс отдельной частицы. Из этой формулы по измеренным энергиям и импульсам продуктов распада определяют М. п. короткоживущих частиц. Квантовомеханическое соотношение неопределённостей $\Delta \mathcal{E} \Delta t \approx \hbar$ связывает время жизни

частиц с шириной распределения по $\mathcal{E}_0$, т. е. с неопределённостью в величине их М. п. Масса покоя составных связанных систем отличается от суммарной М. п. составляющих её частиц на величину энергии связи.

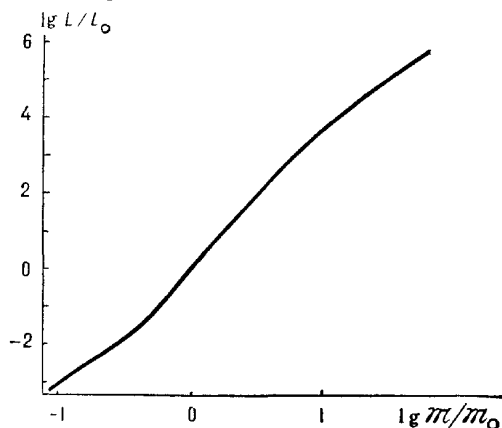
Кинетич. энергия теплового движения частиц в недрах звёзд главной последовательности порядка неск. кэВ, т. е. гораздо меньше, чем М. п. электрона (в энергетич. ед.). Это значит, что в таких звёздах частицы ведут себя как нерелятивистские — эффекты теории относительности пренебрежимо малы. Однако на заключит. стадиях звёздной эволюции в недрах звёзд могут возникнуть условия, когда кинетич. энергия теплового движения электронов в горячих массивных звёздах или энергия Ферми электронов в вырожденных ядрах звёзд начинают превышать М. п. электронов. Возможное наличие у нейтрино малой (~ 30 эВ) М. п. практически не проявляется в нейтринных процессах в звёздах, поскольку характерные энергии нейтрино в таких процессах значительно превышают величину М. п. Однако нейтрино с отличной от нуля М. п. могут испытывать т. н. нейтринные осцилляции (см. также *Нейтринная астрофизика*), к-рые могут существенно влиять на наблюдения потоков космич. нейтрино, в частности уменьшить в неск. раз поток электронных нейтрино от Солнца.

Если М. п. нейтрино ~ 30 эВ, то средняя плотность Вселенной определяется, возможно, плотностью реликтовых нейтрино. В этом случае нейтрино определяют строение и эволюцию Вселенной, а эволюция неоднородностей их плотности определяла формирование и развитие структуры Вселенной (см. *Модель горячей Вселенной*).

М. Ю. Хлопов.

МАССА — СВЕТИМОСТЬ ЗАВИСИМОСТЬ — функциональная связь между массой $\mathcal{M}$ и светимостью L звёзд. Существование М.—с. з. обусловлено прежде всего тем, что светимость звёзд пропорциональна среднему по её объёму градиенту (перепаду) темп-ры ∇T (теплопроводность $\sim \nabla T$), к-рый, в свою очередь, определяется градиентом давления. В гидростатически равновесной звезде, где притяжение в каждой точке уравнивается давлением, ср. градиент давления тем больше, чем больше масса звезды, и, следовательно, с увеличением $\mathcal{M}$ растёт L . В теории

внутр. строения звёзд с центральным термоядерным источником энергии показано, что светимость звезды существенно зависит от прозрачности её недр и очень слабо зависит от скорости генерации ядерной энергии. Прозрачность определяется плотностью вещества и его темп-рой, т. е., в конечном итоге, также массой звезды. М.—с. з. для звёзд с хим. составом, близким к солнечному, показана на рис. На практике часто исполь-



Зависимость масса — светимость для звёзд одинакового с Солнцем химического состава. Кривая построена по усреднённым экспериментальным данным, значения $\mathcal{M}$ и L даны в относительных логарифмических единицах.

зуется М.—с. з. в форме $L \sim \mathcal{M}^{\alpha}$. Показатель α сильно зависит от массы звезды: $\alpha \approx 4$ при $\mathcal{M} \approx \mathcal{M}_{\odot}$ и $\alpha \approx 2$ при $\mathcal{M} \gtrsim 10 \mathcal{M}_{\odot}$. Поэтому М.—с. з. с фиксированным α можно использовать только в ограниченном интервале масс.

Л. Р. Юнгельсон.

МАССОВОЕ ЧИСЛО (A) — полное число нуклонов, т. е. протонов и нейтронов, в атомном ядре (см. *Ядро атомное*). В обозначениях элементов пишется слева вверху от символа элемента, напр. ^{16}O . По определению, $A = Z + N$, где Z — заряд ядра, т. е. число протонов, N — число нейтронов в ядре. Отличие массы одного грамм-атома данного изотопа от М. ч. представляет собой *дефект массы* по отношению к углероду ^{12}C . Углерод ^{12}C принят за стандарт измерения атомной единицы массы (а. е. м.) в масс-спектроскопии, его атомная масса принимается за 12 единиц. Т. к. дефект масс всех ядер значительно меньше а. е. м., то у всех известных изотопов М. ч. есть ближайшее целое число к атомной массе эле-

мента. Во всех ядерных реакциях и радиоактивных процессах сумма M . ч. исходных частиц равна сумме M . ч. конечных частиц, что отражает закон сохранения барионного заряда. При β -процессе M . ч. остаётся постоянным, изменяется только соотношение между числом нейтронов и протонов в ядре. M . ч. увеличивается на единицу при захвате нейтрона с испусканием фотона. В астрофизике такое явление имеет место при образовании хим. элементов в s - и r -процессах нейтронного захвата (см. также Происхождение химических элементов). Изотопы разных элементов, имеющие ядра с различным зарядом, но с одинаковым M . ч., наз. *изобарами*. Элемент с наибольшим дефектом масс при данном M . ч. явл. стабильным по отношению ко всем процессам слабого взаимодействия. При нечётном M . ч. зависимость полной энергии ядра от Z имеет один минимум. При A чётном с изменением Z чередуются чётно-чётные и нечётно-нечётные ядра, зависимость полной энергии ядра от Z имеет неск. минимумов, отвечающих неск. стабильным изобарам. Отличие хим. св-в различных изотопов ведёт в астрофизике к важному эффекту их фракционирования. При ядерной плотности вещества в недрах нейтронной звезды наряду с нейтронами могут присутствовать сильно пересобогачённые нейтронами изотопы.

МАССЫ НЕБЕСНЫХ ТЕЛ (методы определения). В основе определения масс небесных тел лежит закон всемирного тяготения, выражаемый ф-лой:

$$F = G \cdot \frac{m_1 m_2}{r^2}, \quad (1)$$

где F — сила взаимного притяжения масс m_1 и m_2 , пропорциональная их произведению и обратно пропорциональная квадрату расстояния r между их центрами. В астрономии часто (но не всегда) можно пренебречь размерами самих небесных тел по сравнению с разделяющими их расстояниями, отличаем их формы от точной сферы и уподоблять небесные тела материальным точкам, в к-рых сосредоточена вся их масса.

Коэффициент пропорциональности $G = 6,67 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \cdot \text{г}^{-1} \cdot \text{с}^{-2}$ наз. *гравитационной постоянной* или постоянной тяготения. Её находят из физического эксперимента с крутильными весами, позволяющими определить силу гра-

витац. взаимодействия тел известной массы.

В случае свободного падения тел сила F , действующая на тело, равна произведению массы тела m на ускорение свободного падения g . Ускорение g может быть определено, напр., по периоду T колебаний вертикального маятника: $T = 2\pi\sqrt{l/g}$, где l — длина маятника. На широте 45° и на уровне моря $g = 9,806 \text{ м/с}^2$.

Подстановка выражения для сил земного притяжения $F = m \cdot g$ в ф-лу (1) приводит к зависимости $g = Gm_\oplus / R_\oplus^2$, где $m_\oplus$ — масса Земли, а $R_\oplus$ — радиус земного шара. Таким путём была определена масса Земли $m_\oplus \approx 6,0 \cdot 10^{27} \text{ г}$. Определение массы Земли явл. первым звеном в цепи определений масс др. небесных тел (Солнца, Луны, планет, а затем и звёзд). Массы этих тел находят, опираясь либо на 3-й закон Кеплера (см. *Кеплера законы*), либо на правило: расстояния к-л. масс от общего центра масс обратно пропорциональны самим массам. Это правило позволяет определить массу Луны. Из измерений точных координат планет и Солнца найдено, что Земля и Луна с периодом в один месяц движутся вокруг барицентра — центра масс системы Земля — Луна. Расстояние центра Земли от барицентра равно $0,730 R_\oplus$ (он расположен внутри земного шара). Ср. расстояние центра Луны от центра Земли составляет $60,08 R_\oplus$. Отсюда отношение расстояний центров Луны и Земли от барицентра равно $1/81,3$. Поскольку это отношение обратно отношению масс Земли и Луны, масса Луны

$$m_\zeta = m_\oplus / 81,3 \approx 7,35 \cdot 10^{25} \text{ г}.$$

Массу Солнца $m_\odot$ можно определить, применив 3-й закон Кеплера к движению Земли (вместе с Луной) вокруг Солнца и движению Луны вокруг Земли:

$$\frac{a_\oplus^3}{T_\oplus^2 (m_\odot + m_\oplus)} = \frac{a_\zeta^3}{T_\zeta^2 (m_\oplus + m_\zeta)}, \quad (2)$$

где a — большие полуоси орбит, T — периоды (звёздные или сидерические) обращения. Пренебрегая $m_\oplus$ по сравнению с $m_\odot$, получим отношение

$m_{\odot}/(m_{\oplus} + m_{\zeta})$, равное 329 390. Отсюда $m_{\odot} \approx 2 \cdot 10^{33}$ г, или ок. $3,3 \cdot 10^5 m_{\oplus}$.

Аналогичным путём определяют массы планет, имеющих спутников. Массы планет, не имеющих спутников, определяют по возмущениям, к-рые они оказывают на движение соседних с ними планет. Теория возмущённого движения планет позволила заподозрить существование тогда неизвестных планет Нептуна и Плутона, найти их массы, предсказать их положение на небе.

Массу звезды (помимо Солнца) можно определить со сравнительно высокой надёжностью только в том случае, если она явл. физ. компонентом визуально-двойной звезды (см. *Двойные звёзды*), расстояние до к-рой известно. Третий закон Кеплера в этом случае даёт сумму масс компонентов (в ед. $m_{\odot}$):

$$m_1 + m_2 = \frac{(a'')^3}{(\pi'')^3} \cdot \frac{1}{P^2},$$

где a'' — большая полуось (в секундах дуги) истинной орбиты спутника вокруг главной (обычно более яркой) звезды, к-рую в этом случае считают неподвижной, P — период обращения в годах, π'' — параллакс системы (в секундах дуги). Величина a''/π'' даёт большую полуось орбиты в а. е. Если можно измерить угловые расстояния ρ компонентов от общего центра масс, то их отношение даст величину, обратную отношению масс: $\rho_1/\rho_2 = m_2/m_1$. Найденная сумма масс и их отношение позволяют получить массу каждой звезды в отдельности. Если компоненты двойной имеют примерно одинаковый блеск и сходные спектры, то полусумма масс $(m_1 + m_2)/2$ даёт верную оценку массы каждого компонента и без дополнит. определения их отношения.

Для др. типов двойных звёзд (затменно-двойных и спектрально-двойных) имеется ряд возможностей приблизительно определить массы звёзд или оценить их нижний предел (т. е. величины, меньше которых не могут быть их массы).

Совокупность данных о массах компонентов примерно ста двойных звёзд разных типов позволила обнаружить важную статистич. зависимость между их массами и светимостями (см. *Масса—светимость зависимость*). Она даёт возможность оценивать массы одиночных звёзд по их светимостям (иначе говоря, по их абс. звёздным величинам). Абс.

звёздные величины M определяются по ф-ле:

$$M = m + 5 + 5 \lg \pi - A(r), \quad (3)$$

где m — видимая звёздная величина в выбранном оптич. диапазоне (в определённой фотометрич. системе, напр. U , B или V ; см. *Астрофотометрия*), π — параллакс и $A(r)$ — величина межзвёздного поглощения света в том же оптич. диапазоне в данном направлении до расстояния $r = 1$ п.

Если параллакс звезды не измерен, то приближённое значение абс. звёздной величины можно определить по её спектру. Для этого необходимо, чтобы спектрограмма позволяла не только узнать спектральный класс звезды, но и оценить относительные интенсивности нек-рых пар спектр. линий, чувствительных к «эффекту абс. величины». Иначе говоря, сначала необходимо определить класс светимости звезды — принадлежность к одной из последовательностей на диаграмме спектр—светимость (см. *Герцшпрунга — Расселла диаграмма*), а по классу светимости — её абс. величину. По полученной таким образом абс. величине можно найти массу звезды, воспользовавшись зависимостью масса — светимость (этой зависимости не подчиняются лишь белые карлики и пульсары).

Ещё один метод оценки массы звезды связан с измерением гравитац. красного смещения спектр. линий в её поле тяготения. В сферическо-симметричном поле тяготения оно эквивалентно доплеровскому красному смещению $\Delta\nu_r = 0,635 m/R$, где m — масса звезды в ед. массы Солнца, R — радиус звезды в ед. радиуса Солнца, а $\Delta\nu_r$ выражено в км/с. Это соотношение было проверено по тем белым карликам, к-рые входят в состав двойных систем. Для них были известны радиусы, массы и истинные лучевые скорости v_r , являющиеся проекциями орбитальной скорости.

Невидимые (тёмные) спутники, обнаруженные около нек-рых звёзд по наблюдаемым колебаниям положения звезды, связанным с её движением около общего центра масс (см. *Невидимые спутники звёзд*), имеют массы меньше $0,02 m_{\odot}$. Они, вероятно, не явл. самосветящимися телами и больше похожи на планеты.

Из определений масс звёзд выяснилось, что они заключены примерно в пределах от $0,03 m_{\odot}$ до $60 m_{\odot}$. Наи-

большее количество звёзд имеют массы от $0,3 M_{\odot}$ до $3 M_{\odot}$. Ср. масса звёзд в ближайших окрестностях Солнца $\approx 0,5 M_{\odot}$, т. е. $\approx 1 \cdot 10^{33}$ г. Различие в массах звёзд оказывается много меньшим, чем их различие в светимостях (последнее может достигать десятков млн.). Сильно отличаются и радиусы звёзд. Это приводит к разительному различию их ср. плотностей: от $5 \cdot 10^{-5}$ до $3 \cdot 10^5$ г/см³ (ср. плотность Солнца $1,4$ г/см³).

Массу рассеянного звёздного скопления можно определить, сложив массы всех его членов, светимости к-рых определяют по их видимому блеску и расстоянию до скопления, а массы — по зависимости масса — светимость.

Массу шарового звёздного скопления далеко не всегда можно оценить путём подсчёта звёзд, т. к. в центральной области большинства таких скоплений изображения отдельных звёзд на фотографиях, полученных с оптимальной экспозицией, сливаются в одно светящееся пятно. Есть методы оценки общей массы всего скопления, основанные на статистич. принципах. Так, напр., применение теоремы о вириале (см. *Вириала теорема*) позволяет оценить массу скопления $M_{\text{ск}}$ (в $M_{\odot}$) по радиусу скопления r (пк) и ср. квадратич. отклонению $(\Delta v)^2$ лучевой скорости отдельных звёзд (в км/с) от ср. её значения (т. е. от лучевой скорости скопления как целого):

$$M_{\text{ск}} \approx 800 (\Delta v)^2 \cdot r.$$

Если же подсчёт звёзд — членов шарового скопления возможен, то общую массу скопления можно определить как сумму произведений $m_i \cdot \varphi(M_i)$, где $\varphi(M_i)$ — функция светимости этого скопления, т. е. число звёзд, приходящихся на различные интервалы абс. звёздных величин M_i (обычно их подсчитывают в интервалах, равных 1^m), а m_i — масса, соответствующая данной абс. звёздной величине M_i по зависимости масса — светимость. Т. о., общая масса скопления $M_{\text{ск}} = \sum m_i \times \varphi(M_i)$, где сумма взята от самых ярких до самых слабых членов скопления.

Метод определения массы *Галактики* $M_{\text{Г}}$ исходит из факта вращения Галактики. Устойчивость вращения позволяет предположить, что центрострем. ускорение для каждой звезды, в частности для Солнца, определяется притяжением вещества Галактики в преде-

лах солнечной орбиты. Солнце притягивается к галактич. центру с силой $F_0 = G M_0 m_{\odot} / R_0^2$, где R_0 — расстояние Солнца от ядра Галактики, равное $3 \cdot 10^{22}$ см. Сила F_0 сообщает Солнцу ускорение $g_0 = G M_0 / R_0^2$, к-рое равно центрострем. ускорению Солнца v_0^2 / R_0 (без учёта влияния внеш. части Галактики и при условии эллипсоидальности поверхностей равной плотности по внутр. её части). Собственная галактич. скорость Солнца (т. н. круговая скорость на расстоянии R_0 от центра) $v_0 \approx 220$ км/с, отсюда $g_0 = v_0^2 / R_0 \approx 1,6 \cdot 10^{-8}$ см/с². Масса Галактики, без учёта её частей, внешних по отношению к галактической траектории Солнца, $M_{\text{Г}} \approx g_0 R_0 / G \approx 2,2 \cdot 10^{44}$ г. Масса Галактики в сферич. объёме с радиусом ≈ 15 кпк, согласно подобным расчётам, равна $\approx 1,5 \cdot 10^{11} M_{\odot}$. При этом учитывается также масса всей диффузной (рассеянной) материи в Галактике.

Масса спиральной галактики может быть определена по результатам изучения её вращения, напр. из анализа кривой лучевых скоростей, измеренных в различных точках большой оси видимого эллипса галактики. В каждой точке галактики центрострем. сила пропорциональна массе более близких к центру галактики областей и зависит от закона изменения плотности галактики с удалением от её центра. Спектроскопич. наблюдения в оптич. диапазоне позволили построить кривые вращения спиральных галактик до расстояний 20—25 кпк от центра (а у ряда галактик высокой светимости до 40 кпк и более). Вплоть до этих расстояний круговая скорость не уменьшается с увеличением R , т. е. масса галактики продолжает расти с расстоянием. Т. о., в галактиках имеется *скрытая масса*. Масса невидимого (несветящегося) вещества галактик может в 10 и более раз превосходить массу светящегося вещества; предположительно, скрытая масса может существовать в форме очень слабых маломассивных звёзд или чёрных дыр или в форме элементарных частиц (напр., *нейтрино*, если они обладают массой покоя).

Для медленно вращающихся галактик, какими явл., напр., эллиптич. галактики, трудно получить кривые лучевых скоростей, но зато можно по

расширению спектр. линий оценить ср. скорость звёзд в системе и, сопоставив её с истинными размерами галактики, определить её массу. Чем больше ср. скорость звёзд, тем больше должна быть масса галактики (при одинаковых размерах). Зависимость между массой, размерами галактики и ср. скоростью звёзд вытекает из условия стационарности системы.

Ещё один способ оценки массы галактик — компонентов двойных систем аналогичен методу оценки масс компонентов спектрально-двойных звёзд (ошибка не превышает 20%). Используют также установленную статистич. зависимость между массой и интегр. светимостью галактик различного типа (своего рода зависимость масса — светимость для галактик). Светимость определяется по видимой интегр. звёздной величине и расстоянию, к-рое оценивается по красному смещению линий в спектре. Ср. масса галактик, входящих в скопления галактик, оценивается по числу галактик скопления и его общей массе, к-рую статистически определяют по дисперсии лучевых скоростей галактик, подобно тому как оценивается общая масса звёздного скопления на основе теоремы о вириале.

Известные ныне массы галактик заключены в пределах от $\sim 10^5 M_\odot$ (т. н. карликовые галактики) до $10^{12} M_\odot$ (сверхгигантские эллиптич. галактики, напр. галактика М 87), т. е. отношение масс галактик доходит до 10^7 .

Точность определения масс астрономич. объектов зависит от точности определения всех величин, входящих в соответствующие ф-лы. Масса Земли определена с погрешностью $\pm 0,05\%$, масса Луны $\pm 0,1\%$. Погрешность определения массы Солнца также составляет $\pm 0,1\%$, она зависит от точности определения астрономической единицы (ср. расстояния до Солнца). Вообще, в значит. степени точность определения массы зависит от точности измерения расстояния до космического объекта, в случае двойных звёзд — от расстояния между ними, от линейных размеров тел и т. д. Массы планет известны с погрешностью от $\pm 0,05$ до $\pm 0,7\%$. Массы звёзд определены с погрешностью от 20 до 60%. Неуверенность определения масс галактик можно характеризовать коэфф. 2—5 (масса может быть в неск. раз больше или меньше), если надёжно определено расстояние до них.

Лит.: Струве О., Линдс Б., Пилланс Э., *Элементарная астрономия*, пер. с англ., 2 изд., М., 1967; Сагитов М. У., *Постоянная тяготения и масса Земли*, М., 1969; Климишин И. А., *Релятивистская астрономия*, М., 1983.

П. Г. Куликовский.

МЕЖЗВЁЗДНАЯ ПЫЛЬ — мелкие твёрдые частицы, рассеянные в межзвёздном пространстве. Распределения М. п. и межзвёздного газа в Галактике коррелируют между собой, а отношение содержания пыли к газу по массе составляет в среднем 0,01. М. п., как и межзвёздный газ, концентрируется

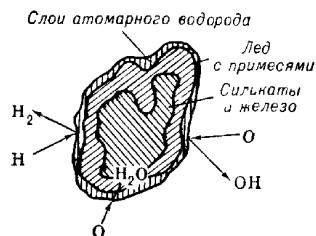


Рис. 1. Схематическое изображение межзвёздной пылинки.

к галактич. плоскости, образуя газово-пылевые облака клочковатой структуры. Размеры крупных газово-пылевых комплексов достигают десятков и сотен пк, а их масса составляет $\sim 10^5 M_\odot$. Существуют и небольшие плотные газово-пылевые образования — *глобулы* размером от 0,05 до неск. пк и массой от 0,1 до $\sim 100 M_\odot$. Изучение *межзвёздного поглощения света* показывает, что пылинки межзвёздной среды несферичны, размер их $\sim 0,1$ — 1 мкм, они состоят из тугоплавкого ядра и оболочки из летучих элементов (рис. 1). Имеются также очень маленькие силикатные и графитовые частицы, ответственные за поглощение излучения далёкой УФ-области спектра.

Образование тугоплавких частиц происходит, по-видимому, в достаточно плотной среде при темп-рах 500—2000 К. Этим условиям могут удовлетворять внеш. части атмосфер звёзд-гигантов и сверхгигантов поздних спектр. классов, оболочки новых и сверхновых звёзд, планетарные туманности и газово-пылевые сгущения, из к-рых возникают протозвёзды. Для выпадения элементов или соединений из газовой фазы в твёрдую необходимо превышение давления газа над давлением насыщенного пара конденсирующихся веществ. При образовании ядер пылевых частиц в атмосферах холодных звёзд сначала возникают очень туго-

плавкие зародыши. С движущимся газом они перемещаются в более высокие и холодные слои, где выпадают в твёрдую фазу уже более легкоплавкие соединения. Если в этих слоях частицы проводят мало времени из-за ускорения движения, то в твёрдую фазу выпадает лишь часть элементов с низкими темп-рами конденсации $T_{\text{кон}}$. Данная модель позволяет объяснить зависимость дефицита содержания элементов от $T_{\text{кон}}$, обнаруженную в межзвёздном газе.

Хим. состав образующихся пылинок определяется хим. составом газа, из к-рого они сконденсировались. Напр., в атмосферах углеродных звёзд возникают частицы из графита и карбида кремния, а в атмосферах кислородных звёзд — силикатные частицы. Это объясняется тем, что атомы O в первом случае и атомы C во втором связаны в молекулу CO, а молекулы CO неспособны конденсироваться в пылинки. Размер тугоплавких пылинок зависит от множества факторов (в частности, от величины потери массы звездой) и может достигать десятых долей мкм. Холодные звёзды поставляют в межзвёздную среду не менее 10% тугоплавких ядер конденсации, необходимых для объяснения происхождения М. п. Оценки вклада

При этом возможны процессы физ. адсорбции на поверхности, при к-рых атом, сталкивающийся с пылинкой, практически отдаёт всю свою кинетич. энергию и становится связанным. На частицах с размерами $\leq 0,01$ мкм образования оболочек, скорее всего, не происходит. Это связано с тем, что с очень маленьких пылинок атомы могут испаряться (сублимировать) при росте темп-ры пылинок из-за поглощения одного фотона или образования одной молекулы на поверхности.

Сублимация явл. одним из осн. процессов разрушения М. п. в протозвёздных туманностях. Кроме того, оболочки пылинок, состоящие из летучих элементов, могут испаряться в зонах III. Бомбардировка поверхности пылинок атомами, ионами или молекулами, имеющими большие скорости, приводит к разрушению частиц. Этот же эффект должен проявляться, если через газово-пылевую область проходит сильная ударная волна, напр. от вспышки сверхновой звезды. Пылинки в межзвёздных облаках дробятся в результате столкновений друг с другом со скоростями ≥ 20 км/с, однако при столкновениях со скоростями ≤ 1 км/с идёт процесс коагуляции (слипания). Следует отметить также, что частицы как из туго-



Рис. 2. Характерные времена образования, роста и разрушения межзвёздных пылинок (оценки). Сплошными линиями нанесены данные для пылинок, состоящих из тугоплавких веществ, штриховыми — для пылинок, состоящих из летучих веществ. Для сравнения стрелками указаны возраст Солнца и период вращения Галактики на расстоянии, соответствующем расположению Солнца от галактического центра.

др. источников М. п. пока весьма неопределёнными.

В межзвёздных облаках ядра конденсации довольно быстро обрастают оболочками из летучих элементов путём оседания на них атомов наиболее распространённых элементов H, C, N и O.

плавких, так и из летучих веществ могут быть разрушены в процессе звездобразования, если они попадут внутрь протозвезды.

Характерные времена образования, роста и разрушения М. п. представлены на рис. 2.

Присутствие в межзвёздной и межпланетной среде М. п. влияет на характеристики излучения исследуемых небесных тел. Пылинки ослабляют идущее от далёких звёзд излучение, изменяя его спектр. состав и состояние поляризации (см. *Поляризация электромагнитных волн*). Свечение хвостов комет, отражательных и диффузных туманностей, а также такие явления, как зодиакальный и диффузный галактич. свет, в той или иной мере обусловлены излучением, рассеянным пылью. Помимо этого, пылинки поглощают УФ- и видимое излучение звёзд, перерабатывая его в фотоны меньших энергий. ИК-излучение нагретых пылевых частиц наблюдается в спектрах планетарных туманностей, зон HII, околозвёздных оболочек и сейфертовских галактик.

Присутствие М. п. учитывается при построении моделей различных объектов. Наличие пылевых частиц может в значит. степени видоизменить ионизац. структуру туманностей. М. п. влияет на тепловой баланс межзвёздного газа, причём пылинки могут содействовать как нагреву, так и охлаждению межзвёздного газа. Как хладагенту М. п. отводится существенная роль в совр. теориях образования звёзд и планет. Наконец, на поверхности пылевых частиц могут эффективно образовываться нек-рые молекулы, обнаруженные в межзвёздной среде (в частности, H_2 , рис. 1). Пылинки обычно электрически заряжены. Отрицат. заряд образуется из-за налппания на поверхность М. п. электронов, положительный — из-за фотоэффекта. Электрич. заряды пылинок приводят к взаимодействию М. п. с межзвёздными магн. полями, а также играют важную роль во многих физ.-хим. процессах, протекающих на М. п.

Лит.: Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Физика межзвёздной среды, М., 1979; Спитцер Л., Физические процессы в межзвёздной среде, пер. с англ., М., 1981. Н. В. Воициникова.

МЕЖЗВЁЗДНАЯ СРЕДА — вещество и поля, заполняющие межзвёздное пространство внутри галактик.

Осн. составляющая М. с. — *межзвёздный газ*, состоящий примерно на 90% (по числу атомов) из водорода. Он довольно равномерно перемешан с *межзвёздной пылью* (ок. 1% массы М. с.) и пронизывается межзвёздными магн. полями, *космическими лучами* и эл.-

магн. излучением, к-рые обычно также считаются компонентами М. с.

К наиболее существенным проявлениям М. с. относятся: межзвёздное ослабление и межзвёздная поляризация света, поглощение в отдельных линиях спектра, оптич. излучение светлых туманностей, радиоизлучение водорода, гелия, молекул в М. с., в т. ч. явление космич. мазеров (см. *Мазерный эффект*), ИК-излучение межзвёздной пыли, *синхротронное излучение* электронов космич. лучей в межзвёздных магн. полях, рентг. и гамма-излучение М. с. В М. с. имеются области ионизованного газа (напр., зоны HII), области нейтрального атомарного водорода (области HI) и молекулярные облака, где газ состоит в основном из молекул.

Все компоненты М. с. тесно взаимосвязаны. Межзвёздный газ в большей или меньшей степени ионизован космич. лучами и жёстким эл.-магн. излучением и, имея поэтому хорошую электрич. проводимость, интенсивно взаимодействует с магн. полями. Непосредственно поле влияет на движение ионов, но при частых соударениях они передают воздействие поля на нейтральные атомы и пылинки. Впрочем, последние обычно электрически заряжены благодаря *фотоэффекту*, вызванному межзвёздным УФ-излучением, или «налипанию» электронов. Магн. поле оказывает прямое действие на движение таких пылинок.

Космич. лучи и эл.-магн. излучение, поглощаемые газом и пылью, нагревают и ионизируют их. В свою очередь межзвёздные газ и пыль излучают эл.-магн. волны в диапазонах от длинноволнового радиоизлучения до жёсткого гамма-излучения. Давление космич. лучей и магн. поля играет большую роль в крупномасштабной динамике М. с.

В то же время межзвёздный газ, участвуя в дифференциальном вращении Галактики, увлекает за собой силовые линии магн. поля и запутывает их, вызывая тем самым усиление поля (см. *Гидромагнитное динамо*). На конфигурацию магн. полей оказывают влияние также космич. лучи, со своей стороны магн. поля определяют диффузию космич. лучей в Галактике. Т. о., каждый компонент М. с. находится во взаимодействии с др. компонентами.

М. с. тесно связана со звёздами и межгалактич. средой. Из межзвёздного газа образуются звёзды, к-рые

на поздних стадиях эволюции вновь отдают часть своего вещества М. с. (см. *Истечение вещества из звезд*). Обмениваясь со звёздами веществом, М. с. обогащается создаваемыми в недрах звёзд тяжёлыми элементами (см. *Ядерная астрофизика, Сверхновые звезды*). Звёзды поставляют в М. с. эл.-магн. излучение и космич. лучи (особенно при вспышках сверхновых звёзд). Часть вещества из М. с. выбрасывается в межгалактич. пространство, а горячий межгалактич. газ своим излучением и давлением может оказывать влияние на понижение М. с. и её динамику.

Н. Г. Бочкарев.

МЕЖЗВЁЗДНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ
света (ослабление, экстинкция) — суммарный эффект рассеяния и истинного поглощения света

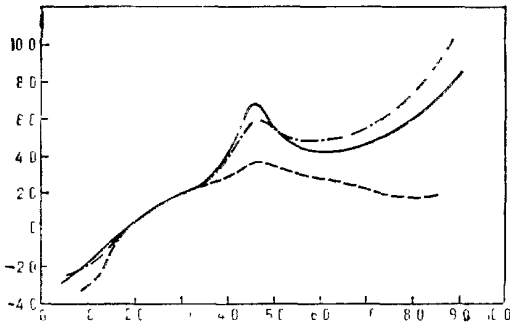


Рис. 1. Нормированные кривые межзвёздного поглощения: усреднённая кривая (сплошная); кривая поглощения для звезды θ^1 Ориона (штриховая); кривая для звезды ξ Змееносца (штрихпунктирная). По оси ординат отложены значения $E_{\lambda-v}/E_{B-v}$, по оси абсцисс — значения λ^{-1} мкм $^{-1}$.

пылевыми частицами в межзвёздной среде. Характерной особенностью М. п. света явл. его селективность (зависимость от длины волны λ). М. п. вызывает изменение распределения энергии в наблюдаемых спектрах далёких звёзд и др. объектов. Поскольку М. п. в синей части видимой области спектра больше, чем в красной, оно приводит к покраснению источников света.

Сравнивая показатели цвета покрасневшей и непокрасневшей звёзд одного и того же спектрального класса и светимости класса, находят т. н. избыток цвета звёзды, обычно E_{B-v} (см. *Астрофотометрия*), представляющий собой разность поглощений, выраженных в звёздных величинах $A_B - A_V = 1,086 \times [\tau(B) - \tau(V)]$, где $\tau(B)$, $\tau(V)$ — опти-

ческие толщи для длин волн, соответствующих центрам фотометрич. полос B и V . Для перехода от избытка цвета к абс. значению поглощения служит множитель $R = A_V/E_{B-v}$. В среднем $R = 3,1$, однако в районах молодых звёздных скоплений и в тёмных облаках R может возрастать до 5—6. Значение R может быть найдено экстраполяцией кривой М. п. к $\lambda^{-1} = 0$, методами переменной экстинкции, диаметров звёздных скоплений и др. способами.

Для построения кривой межзвёздного поглощения обычно используют звёзды спектр. классов O и B из-за их большой светимости и малого количества дета-

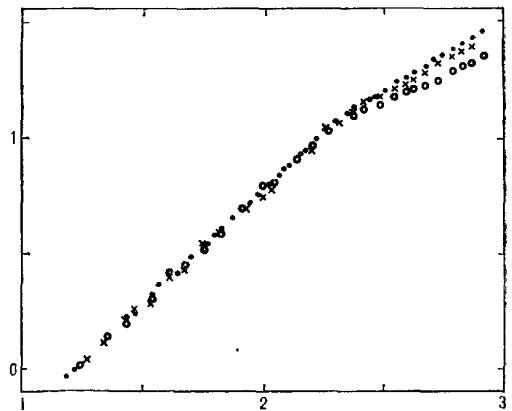


Рис. 2. Кривые межзвёздного поглощения в видимой части спектра для звёзд, расположенных в созвездиях Лебедя (точки), Персея (кружки) и Кассиопеи (крестики). По оси ординат — величина поглощения (произвольные единицы), а по оси абсцисс — значение λ^{-1} мкм $^{-1}$.

лей в спектре. Кривая межзвёздного поглощения исследована в области $\lambda = 0,11-20$ мкм (рис. 1). В видимой части спектра ($\lambda = 0,3-0,9$ мкм) она приблизительно следует закону λ^{-1} и несильно различается в разных областях неба (рис. 2). Около $\lambda^{-1} = 2,3$ мкм $^{-1}$ на кривой поглощения наблюдается излом, причину к-рого пока не удалось выявить. Спектрофотометрич. наблюдения обнаруживают на кривой М. п. ряд широких деталей и более 40 диффузных межзвёздных полос поглощения. Наиболее сильной из них явл. полоса около $\lambda = 4430$ Å, ширина к-рой может достигать 30—40 Å. Эквивалентная ширина (см. *Спектральные линии*) этой и нек-рых др. полос пропорциональна E_{B-v} . Происхождение

диффузных межзвёздных полос поглощения окончательно не установлено. Возможно, они возникают при поглощении света молекулами, находящимися внутри или на поверхности межзвёздных пылинок. В ИК- и УФ-частях спектра различия кривых М. п. для отдельных звёзд, даже расположенных в одних и тех же участках неба, велики. Частично это объясняется меньшей точностью наблюдений в этих диапазонах по сравнению с видимым. Определение М. п. по данным ИК-наблюдений может быть сопряжено со значительными погрешностями, поскольку некоторые звёзды являлись источником ИК-излучения, к-рое возникает в околозвёздных оболочках. Поэтому трудно гарантировать полную идентичность исследуемой звезды и звезды сравнения. В ИК-спектрах нескольких сильно покрасневших звёзд обнаружена межзвёздная полоса поглощения около $\lambda = 9,7$ мкм, приписываемая силикатным пылинкам типа форстерита (Mg_2SiO_4) или энстатита (MgSiO_3). Эта полоса видна в поглощении в спектрах объектов, погружённых в молекулярные облака, и в эмиссии (в излучении) — в спектрах ряда звёзд, туманностей и ядер галактик. В УФ-части кривой М. п. около $\lambda^{-1} = 4,6$ мкм $^{-1}$ выделяется широкий пик; положение его максимума близко для всех звёзд ($\lambda_{\text{макс}} = 2175 \pm 25$ Å), ширина ≈ 480 Å. При $\lambda^{-1} > 4,6$ мкм $^{-1}$ поглощение резко уменьшается, достигает минимума, а затем снова увеличивается при $\lambda^{-1} \approx 6,5$ мкм $^{-1}$.

Наблюдения М. п. интерпретируются на основе теории рассеяния света малыми частицами (рис. 3). М. п. в разных областях спектра находят, учитывая зависимость от λ суммы эффективных сечений поглощения всех частиц в столбе единичного сечения вдоль луча зрения. В видимой и ИК-частях спектра М. п. в основном обусловлено рассеянием света диэлектрич. частицами со ср. радиусом 0,10—0,15 мкм. Теория формирования межзвёздной пыли предсказывает, что такие пылинки состоят из тугоплавкого (скорее всего силикатного) ядра и оболочки из замёрзших воды, аммиака, метана, в к-рую вкраплены атомы железа и др. металлов и их окислов. Альбеда частиц $\approx 0,7$ —0,8, а их форма может быть несферической (на это указывает существование межзвёздной поляризации света). Величина R пропорциональна размеру пылинок.

Поэтому в тёмных облаках, в к-рых R велик (подобных облаку около ρ Змееносца, где $R = 4,3$), размер пылевых частиц в 1,5—2 раза больше ср. размера пылинок, находящихся в обычных диффузных облаках. В УФ-части спектра эффективно поглощают и рассеивают излучение очень маленькие частицы. Считается, что пик около $\lambda^{-1} = 4,6$ мкм $^{-1}$ создают графитовые

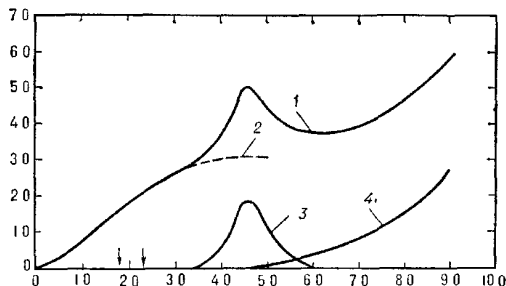


Рис. 3. Зависимость от λ^{-1} (мкм $^{-1}$) поглощения света (произвольные единицы) частицами различных размеров и их вклад в кривую межзвёздного поглощения: 1 — суммарная кривая; 2 — рассеивающие частицы с радиусами 0,10—0,15 мкм; 3 — поглощающие частицы с радиусами 0,01—0,02 мкм; 4 — рассеивающие частицы с радиусами 0,005—0,01 мкм. Стрелками показано положение центров полос В и У.

пылинки с радиусом 0,01—0,02 мкм и альбедо $\approx 0,3$, а дальнейший подъём кривой М. п. света к $\lambda^{-1} = 9$ мкм $^{-1}$ вызывают силикатные частицы с радиусами 0,005—0,01 мкм и альбедо $\approx 0,6$. Форма таких частиц, по-видимому, близка к сферической, а их число в ед. объёма примерно в тысячу раз превышает число пылинок, ответственных за М. п. в видимой части спектра. Величина М. п., рассчитанная на ед. пути, изменяется в широких пределах в зависимости от направления. В окрестностях Солнца в плоскости Галактики $A_V \approx 2^m$ кпк $^{-1}$, причём большую часть ($\approx 80\%$) дают пылевые облака, число к-рых составляет 6—10 облаков на 1 кпк. Для создания такого поглощения требуется 10^9 — 10^{10} пылевых частиц на луче зрения в столбе сечением 1 см 2 . В некоторых областях, т. н. угольных мешках, A_V может достигать десятков звёздных величин. A_V уменьшается с удалением от плоскости Галактики по закону косеканса, становясь пренебрежимо малым при $|b| > 50^\circ$ (b — галактич. широта). Установлена связь между A_V и числом атомов водорода

(N_H) в столбе сечением 1 см^2 на луче зрения:

A_V (звёздных величин) = $5,2 \cdot 10^{-22} N_H$. Это соотношение явл. численным выражением корреляции распределений газа и пыли в Галактике.

Помимо селективного М. п. света в межзвёздной среде, возможно, существует поглощение, не зависящее от λ (нейтральное), вызываемое очень большими частицами или телами, однако оценить его довольно трудно.

В рентг. области спектра излучение в основном поглощается межзвёздным газом, а межзвёздная пыль, рассеивая рентг. лучи на малые углы, вызывает образование гало вокруг космич. источников рентг. излучения.

Лит.: Гринберг М., Межзвездная пыль, пер. с англ., М., 1970; Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Физика межзвездной среды, М., 1979; Спитцер Л., Физические процессы в межзвездной среде, пер. с англ., М., 1981.

Н. В. Воициников.

МЕЖЗВЁЗДНЫЙ ВЕТЕР — поток нейтральных атомов, проникающих в Солнечную систему из межзвёздного пространства. Распределение этих атомов в Солнечной системе изучается путём регистрации УФ-фона, возникающего при резонансном рассеянии солнечного излучения на частицах М. в. Зарегистрировано излучение, рассеянное на атомах водорода (линия L_α , $\lambda = 121,6 \text{ нм}$) и гелия ($\lambda = 58,4 \text{ нм}$). Вдали от Солнца, на расстояниях, больших $\approx 5 \text{ а. е.}$, концентрация и распределение атомов М. в. по скоростям однозначно определяются параметрами межзвёздной среды в непосредств. близости от Солнечной системы. Ближе к Солнцу на распределение М. в. сильно влияют притяжение Солнца, ионизация атомов солнечным жёстким УФ-излучением и перезарядка с протонами солнечного ветра. На движение атомов водорода существенное влияние оказывает также давление излучения Солнца в линии L_α .

Интерпретация наблюдений излучения, рассеянного на атомах М. в., приводит к след. значениям осн. параметров нейтрального газа в околосолнечном межзвёздном пространстве: концентрация атомов водорода $0,04\text{—}0,08 \text{ см}^{-3}$, атомов гелия $0,008\text{—}0,015 \text{ см}^{-3}$, темп-ра $8000\text{—}10\,000 \text{ К}$, причём Солнце движется относительно межзвёздной среды со скоростью 20—

25 км/с в направлении $\alpha \approx 16^h 50^m$, $\delta \approx -16^\circ$ (см. *Координаты астрономические, Движение Солнца*). Сравнение скорости движения Солнца относительно межзвёздного газа со скоростью движения относительно ближайших звёзд показывает, что в окрестностях Солнечной системы межзвёздный газ обгоняет звёзды в движении вокруг центра Галактики. М. С. Бургин.

МЕЖЗВЁЗДНЫЙ ГАЗ

Содержание:

1. Состав и структура межзвездного газа 389
2. Межзвездный газ в Галактике 390
3. Методы наблюдений межзвездного газа 391
4. Процессы, формирующие состояние межзвездного газа 393
5. Процессы, протекающие в газопылевых комплексах 395
6. Эволюция межзвездного газа 395

1. Состав и структура межзвёздного газа

М. г. — осн. компонент *межзвёздной среды*, составляющий ок. 99% её массы и ок. 2% массы Галактики. М. г. весьма равномерно перемешан с межзвёздной пылью, к-рая часто своим поглощением или рассеянием света делает газопылевые структуры наблюдаемыми (см. *Туманности*). Диапазон изменения осн. параметров, описывающих М. г., очень широк. Темп-ра М. г. колеблется от $4\text{—}6 \text{ К}$ до 10^8 К (в межзвёздных ударных волнах ионная темп-ра М. г. иногда превышает 10^9 К), концентрация изменяется от $10^{-3}\text{—}10^{-4}$ до $10^8\text{—}10^{12}$ частиц в 1 см^3 . Для излучения М. г. характерен широкий диапазон — от длинных радиоволн до жёсткого гамма-излучения.

Существуют области, где М. г. находится преимущественно в молекулярном состоянии (*молекулярные облака*) — это наиболее плотные и холодные части М. г.; есть области, где М. г. состоит гл. обр. из нейтральных атомов водорода (*области HI*), — это менее плотные и в среднем более тёплые области; существуют области ионизованного водорода (*зоны HII*), к-рыми явл. светлые эмиссионные туманности вокруг горячих звёзд, и области разреженного горячего газа (*корональный газ*).

М. г., как и вещество звёзд, состоит гл. обр. из водорода и гелия с небольшой добавкой других хим. элементов (см. *Распространённость элементов*).

В среднем в М. г. атомы водорода составляют ок. 90% числа всех атомов (70% по массе). На атомы гелия приходится ок. 10% числа атомов (ок. 28% по массе). Остальные 2% массы составляют все последующие хим. элементы (т. е. тяжёлые элементы). Из них наиболее обильны О, С, N, Ne, S, Ar, Fe. Все они вместе составляют прикл. 1/1000 от числа атомов М. г. Однако роль их в процессах, протекающих в М. г., очень велика. По сравнению с составом Солнца в М. г. наблюдается дефицит ряда тяжёлых элементов, особенно Al, Ca, Ti, Fe, Ni, обилие к-рых в десятки

торых на атомарный газ приходится $2 \cdot 10^9 m_{\odot}$.

В Е-галактиках М. г. встречается в заметном количестве лишь в гигантских галактиках этого типа, преимущественно в их центрах. В галактиках др. типов также имеется газ в центрах, но осн. масса М. г. сосредоточена в галактич. дисках. В среднем толщина диска М. г. в Ir-галактиках больше, чем в S-галактиках. В крупных S-галактиках М. г. обычно прослеживается, по крайней мере, до расстояний 20—30 кпк от их центра, где в оптич. диапазоне галактика практически не видна (рис. 1).

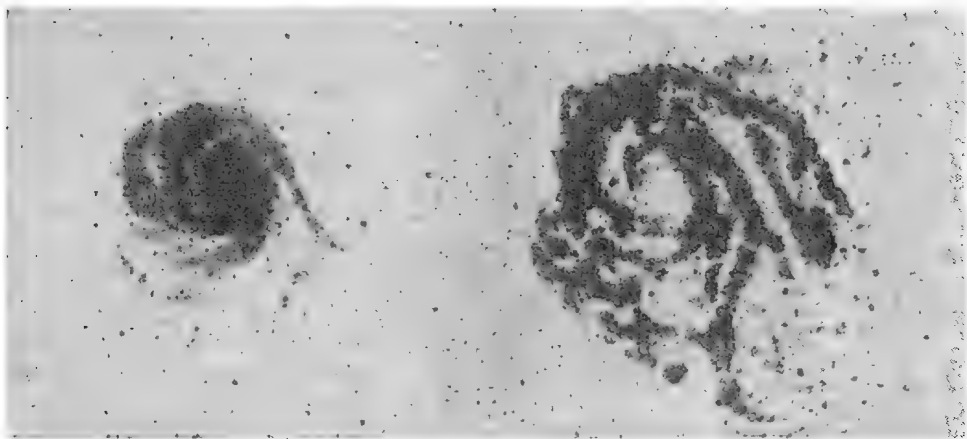


Рис. 1. Изображения спиральной галактики М101 в созвездии Большая Медведица (Аллен и др., 1973 г.): слева — оптическое изображение, справа — радиоизображение. Изображения даны в одном масштабе. Радиоизображение показывает преимущественно распределение газовой составляющей (НI), оптическое — звездной составляющей галактики.

и сотни раз меньше, чем на Солнце. В разных участках М. г. Галактики величина дефицита неодинакова. Возникновение дефицита связано с тем, что значит. часть указанных элементов входит в состав пылинок и почти отсутствует в газообразной фазе.

М. г. присутствует в галактиках всех типов, но в разном количестве и имеет характерное для каждого типа галактик пространственное распределение и движение. В эллиптич. галактиках (Е-галактиках) газа обычно очень мало, $\leq 0,1\%$ от массы галактики m_G , в спиральных (S-галактиках) $\approx 1-10\% m_G$, а в большинстве неправильных (Ir-галактиках) — более $10\% m_G$. Здесь приведены массы атомарного водорода. Если учитывать молекулярный водород, то цифры должны быть увеличены примерно вдвое. В Галактике полная масса М. г. $\approx 4 \cdot 10^9 m_{\odot} \approx 2\% m_G$, из ко-

В S- и Ir-галактиках М. г. вращается вокруг галактического центра вместе со звездами диска. В Е-галактиках М. г. движется преимущественно радиально.

2. Межзвёздный газ в Галактике

Наиболее детально структура М. г. исследована в нашей Галактике. Распределение М. г. в диске Галактики, как и в др. спиральных галактиках, характеризуется наличием максимума концентрации газа на расстоянии неск. кпк от галактич. центра. В Галактике максимум расположен на расстоянии ≈ 5 кпк от центра, в др. S-галактиках — на расстоянии $\approx 5-8$ кпк. В области максимума характерная толщина газового слоя Галактики $\approx 200-300$ пк. Она уменьшается с приближением к центру и резко увеличивается на периферии, достигая неск. кпк на расстоянии 15 —

20 кпк от центра. Внеш. части газового диска Галактики изогнуты.

В диске осн. часть М. г. сосредоточена в спиральных ветвях (рис. 2). В пространстве между ними плотность М. г.

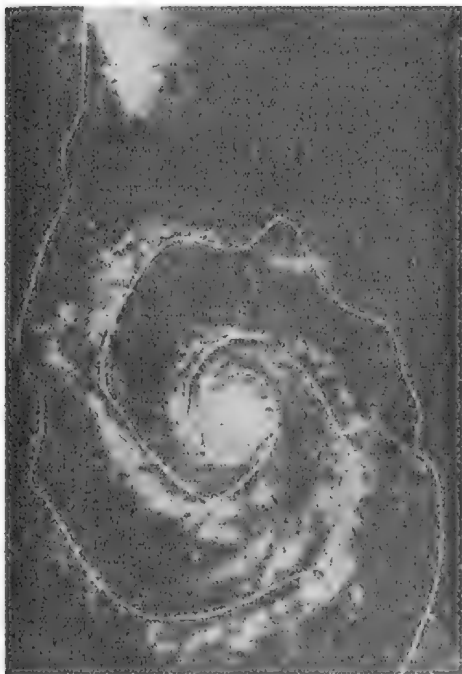


Рис. 2. Фотография спиральной галактики M51 в созвездии Гончие Псы. Светлыми линиями указаны положения максимумов распределения нейтрального водорода (НІ), полученные методами радиоастрономии. Видно, что межзвёздный газ расположен преимущественно там же, где и темная поглощающая материя (главным образом на внутренних краях спиральных рукавов галактики).

много меньше средней. В ветвях газ распределён также крайне неравномерно. Значит, часть его собрана в обширные газопылевые комплексы — клочковатые образования размером во многие десятки и сотни пк, состоящие в основном из молекулярного водорода. С газопылевыми комплексами связаны области звездообразования, а следовательно, и молодые массивные яркие звезды. В спиральных ветвях (рукавах) находятся также межзвёздные облака атомарного водорода и молекулярные облака (области НІ). Около половины массы М. г. содержится в гигантских молекулярных облаках со ср. массой $\sim 10^5 M_{\odot}$ и диаметром ок. 40 пк. Большинство из них располо-

жено в кольце между 4 и 8 кпк от центра Галактики в галактич. диске. Количество их достигает 4000. Наряду с этими структурами около половины объема рукавов составляют широкие коридоры очень разреженного горячего сильно ионизованного газа с темп-рой ок. $10^6 K$ и концентрацией частиц $\sim 10^{-2} - 10^{-3} \text{ см}^{-3}$. Один из таких коридоров расположен вблизи Солнечной системы. Разреженный горячий М. г. находится также в остатках вспышек сверхновых звезд и в т. н. межзвёздных «пузырях» (см. *Оболочки-гиганты*).

Вне галактич. диска М. г. очень мало. В осн. части гало Галактики газ, по-видимому, горячий ($\sim 10^6 K$) и очень разреженный ($\approx 3 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ на высоте 5 кпк над плоскостью симметрии диска). Наиболее заметны самые плотные газовые образования гало — планетарные туманности. По-видимому, небольшое количество газа имеется в нек-рых, наиболее плотных, шаровых звездных скоплениях. Кроме того, на высоких галактич. широтах обнаружены высокоширотные и высокоскоростные облака водорода.

3. Методы наблюдений межзвёздного газа

Сильная разреженность М. г. и широкий диапазон темп-р, при к-рых он может находиться, определяют разнообразие методов его исследования.

Наиболее доступны для наблюдений газовые и газопылевые светлые туманности. По оптич. и в меньшей степени ИК-спектрам излучения эмиссионных туманностей удалось установить плотность, темп-ру, состав и состояние ионизации вещества зон НІІ. Богатую информацию о М. г. в эмиссионных туманностях получают по рекомбинационным радиолиниям водорода, гелия и др. элементов, а также по непрерывному радиоизлучению.

Состояние М. г. вне туманностей исследуют по межзвёздным оптич. и УФ-линиям поглощения в спектрах звезд. По ним удалось установить, что М. г. состоит из отдельных облаков, а вещество в них находится преимущественно в нейтральном атомарном состоянии. По линиям поглощения в оптич. диапазоне были открыты (1938 г.) первые молекулы в межзвёздной среде. Линии поглощения большинства атомов, ионов и молекул лежат в УФ-области спектра (рис. 3). Наблюдения их, проводимые на ИСЗ, позволили изучить распрост-

раненность элементов и ионизац. состояние М. г. и обнаружить в нём дефицит ряда тяжёлых элементов. По линиям поглощения ионов NV (1238 Å и 1242 Å) и OVI (1032 Å и 1038 Å) были

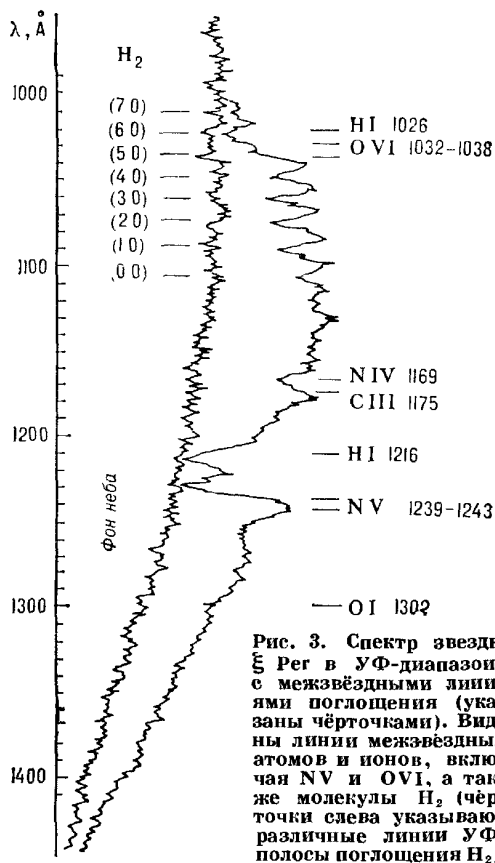


Рис. 3. Спектр звезды ξ Per в УФ-диапазоне с межзвёздными линиями поглощения (указаны черточками). Видны линии межзвёздных атомов и ионов, включая NV и OVI, а также молекулы H_2 (черточки слева указывают различные линии УФ-полосы поглощения H_2).

обнаружены коридоры горячего газа. По радиолинии водорода 21 см изучают крупномасштабную и тонкую структуру областей HI в Галактике и др. галактиках, плотность и темп-ру межзвёздных облаков, их строение, движение, а также вращение вокруг центров галактик.

Исследовать распределение H_2 труднее. Для этого чаще всего пользуются косвенным методом: исследуют пространственное распределение молекулы CO, концентрация к-рой пропорциональна концентрации молекул H_2 (молекул H_2 примерно в 10^5 раз больше, чем CO). Радиоизлучение молекулы CO с $\lambda = 2,6$ мм практически не поглощается межзвёздной пылью и позволяет

изучать распределение молекул CO и H_2 , а также исследовать условия в наиболее холодной и плотной части М. г. — в молекулярных облаках и газовой-пылевой комплексах. Молекулы H_2 непосредственно наблюдаются только по полосам поглощения, лежащим в далёкой УФ-области спектра (≈ 1108 Å), и в неск. случаях по ИК-линиям излучения ($\lambda = 2$ мкм и 4 мкм). Однако из-за межзвёздного поглощения света пылью этот метод не позволяет исследовать H_2 в плотных непрозрачных молекулярных облаках, где эти молекулы в основном сосредоточены. Отдельные, наиболее плотные конденсации молекулярного газа, расположенные рядом с сильными источниками возбуждения (напр., ИК-звёздами), наблюдаются в виде мощных космических мазеров (см. *Мазерный эффект*).

Высокое спектр. разрешение, достигнутое в радиодиапазоне, позволяет изучать молекулы, содержащие различные изотопы атомов, напр. 1H и 2D (дейтерий), ^{12}C и ^{13}C , ^{14}N и ^{15}N , ^{16}O , ^{17}O , ^{18}O и т. д., т. е. изотопный состав М. г. и его вариации. Сравнение изотопного состава совр. М. г. с изотопным составом Солнечной системы, образовавшейся из межзвёздной среды ок. $4,6 \cdot 10^9$ лет назад, даёт возможность судить об изменениях изотопного состава, связанных с эволюцией М. г.

По поглощению рентг. лучей в межзвёздном пространстве можно судить о полном количестве межзвёздного вещества, находящегося в атомарном и молекулярном виде, а также в виде пылинок. В дальнейшем по флюоресценции атомов в рентгеновских K_α -линиях различных элементов (см. *Уровни энергии*) можно будет получить достаточно полную информацию о распространённости элементов в межзвёздном веществе независимо от того, в каком состоянии оно находится. Наиболее горячие участки М. г. (остатки сверхновых звёзд и коридоры горячего газа) излучают в рентг. диапазоне, что позволяет методами рентгеновской астрономии изучить их пространственное расположение и физ. св-ва.

Межзвёздная среда излучает также в γ -лучах. Энергичные γ -фотоны (с энергией ≥ 50 МэВ) возникают в М. г. за счёт того, что при столкновении протонов космических лучей с протонами М. г. образуются π^0 -мезоны, которые распадаются на 2 γ -фотона.

Вклад $\approx 50\%$ даёт *тормозное излучение* релятивистских электронов космич. лучей при соударениях с ядрами атомов М. г. Кроме того, при взаимодействии частиц космич. лучей низких энергий с ядрами атомов М. г. и пыли появляются γ -линии в диапазоне 1—6 МэВ. Сильная линия, с энергией фотонов 0,511 МэВ, может образовываться при аннигиляции позитронов, возникающих при взаимодействии космич. лучей с М. г.

Степень ионизации М. г. удаётся изучать по мере дисперсии радиоизлучения пульсаров и в меньшей степени по вращению плоскости поляризации радиоисточников (см. *Фарадея эффект*).

Состояние газа в непосредств. окрестности Солнечной системы установлено по параметрам *межзвездного ветра*, обусловленного движением Солнца относительно межзвёздной среды.

Ещё одним тонким методом исследований М. г. оказались наблюдения мерцаний радиоизлучения пульсаров на мелких неоднородностях межзвёздной плазмы (см. *Мерцаний метод*). С его помощью удалось установить, что концентрация электронов n_e в М. г. флуктуирует слабо. Среднее по лучу зрения значение $\Delta n_e/n_e \approx (1-3) \cdot 10^{-5}$ (здесь Δn_e — отклонение концентрации электронов от ср. значения по лучу зрения). Размеры неоднородностей могут быть различными, но при наблюдениях пульсаров осн. вклад в мерцания дают неоднородности размером $\sim 10^{10} - 10^{13}$ см, порожденные, по-видимому, *плазменной турбулентностью*.

4. Процессы, формирующие состояние межзвёздного газа

Тепловое и ионизационное состояния М. г. Разреженность М. г. приводит к тому, что он прозрачен для большинства видов излучения. Поэтому условия в нём очень далеки от *термодинамического равновесия*. Однако распределение энергии между частицами М. г. в большинстве случаев (за исключением гл. обр. ударных волн в М. г., где нет равномерного распределения энергии между электронами и ионами) подчиняется *Максвелла распределению*, благодаря чему можно говорить о температуре М. г.

Для определения равновесных св-в М. г. (степени ионизации, интенсивности излучения и др.) рассматривается баланс процессов возбуждения ионов,

атомов и молекул (соударений, поглощения излучения и др.) и процессов снятия возбуждения (рекомбинаций, испускания фотонов), протекающих в к.-л. выделенном объеме в конечный интервал времени.

Зоны НII М. г. нагреваются УФ-излучением звёзд, расположенных внутри них (атомы водорода активно поглощают излучение с $\lambda < 912\text{Å}$). Области HI и молекулярные облака нагреваются проникающей радиацией: частицами космич. лучей низких энергий ($\sim 1-10$ МэВ/нуклон), а также УФ- и мягким рентг. излучением. Роль более энергичных фотонов и частиц невелика, т. к. их меньше, а взаимодействуют они с М. г. слабее (см. *Ионизация*). В нек-рых местах М. г. существенны и др. механизмы нагрева, напр. ударные волны, возникающие при столкновениях облаков или при вспышках сверхновых звёзд.

Охлаждение М. г. происходит за счёт излучения в спектральных линиях чаще в ИК- и оптич. областях спектра, реже в УФ- и рентг. диапазонах или в радиодиапазоне (см. *Линейчатое излучение*). Излучение в непрерывном спектре играет, как правило, второстепенную роль. В целом механизм охлаждения почти всех областей М. г. подобен охлаждению зон НII, но в областях HI повышенную роль в охлаждении играет излучение в ИК-диапазоне, а в холодных молекулярных областях — в радиодиапазоне.

Ионизируется М. г. теми же видами излучений, что и нагревается. Ионизационное равновесие достигается при равенстве скорости ионизации и скорости гл. обр. радиац. рекомбинации. В отдельных случаях, напр. для иона OII в областях HI, определённую роль играют реакции обмена зарядом (реакции перезарядки) с водородом и реже с гелием.

Формирование структуры М. г. Анализ, проведённый С. Б. Пикельнером (1967 г.), показал, что ур-ные состояния газа в областях HI подобно ур-нию состояния Ван-дер-Ваальса для неидеального газа, т. е. давление p имеет минимум и максимум (рис. 4). В областях HI спиральных ветвей Галактики определённому давлению М. г. могут соответствовать три значения концентрации частиц (или плотности) газа n . Состояние при среднем значении концентрации неустойчиво, из этого состояния М. г. за $\sim 10^6$ лет перейдёт в состояние

с большей (n_1) или меньшей (n_2) концентрацией. В результате М. г. разбивается на области с $n_1 \approx 10 \text{ см}^{-3}$ и $n_2 \approx 0,1 \text{ см}^{-3}$, между к-рыми устанавливается равенство давлений: сгущения с $n_1 \approx 10 \text{ см}^{-3}$ и $T_1 \approx 100 \text{ К}$ (облака) находятся в динамич. равновесии с областями, где $n_2 = 0,1 \text{ см}^{-3}$ при темп-ре $T_2 \approx 10\,000 \text{ К}$ (см. кривую T на рис. 4). Процесс расщепления М. г. на две термически устойчивые фазы (как следствие тепловой неустойчивости М. г.)

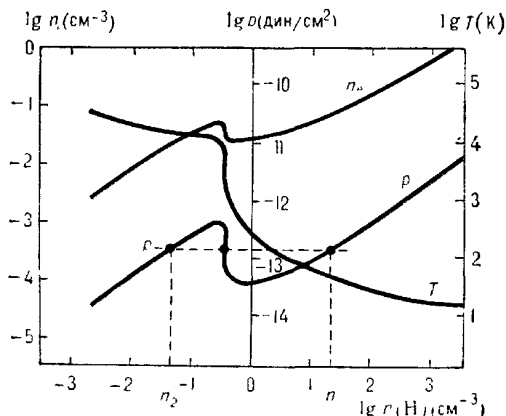


Рис. 4. Зависимость давления (p), температуры (T) и концентрации электронов (n_e) от концентрации водорода n (H) в разреженном межзвёздном газе, нагреваемом космическими лучами малых энергий.

приводит к тому, что в областях HI существуют «холодные» облака и более «горячая» межоблачная среда.

Другим, ещё более сильным фактором, влияющим на структуру М. г. в S-галактиках, явл. спиральные ударные волны. Они возникают при соударении М. г., уже накопленного в спиральных ветвях, с газом, к-рый при круговом движении вокруг центра галактики догоняет спиральные ветви и входит в них со сверхзвуковой скоростью (спиральные ветви вращаются вокруг центра Галактики в ту же сторону, что газ и звёзды, но с меньшей скоростью). На фронте ударной волны набегающий газ тормозится и уплотняется. За счёт повысившегося давления почти весь газ оказывается в плотной фазе. Так образуются газопылевые комплексы, наблюдаемые на внутренних сторонах спиральных ветвей.

Газопылевые комплексы могут возникать не только под действием спиральных ударных волн, но и вследствие

т. н. *Рэля — Тейлора неустойчивости* газового диска галактик. В результате развития неустойчивости возникают компактные ($\approx 10\text{--}30 \text{ пк}$) газопылевые сгустки, становящиеся затем очагами образования звёздных скоплений. В S-галактиках неустойчивость Рэля — Тейлора играет, вероятно, меньшую роль, чем спиральные ударные волны, но в Ir-галактиках она, видимо, явл. осн. причиной образования комплексов М. г.

Наблюдения показывают, что межзвёздные облака имеют помимо упорядоченного движения вокруг центра Галактики хаотич. скорости со ср. значением ок. 10 км/с . В среднем через $30\text{--}100 \text{ млн. лет}$ облако сталкивается с др. облаком, что приводит к диссипации (уменьшению) этих случайных движений, частичному слипанию облаков и формированию степенного ($\sim M^{-3/2}$) спектра их масс. Хаотич. движения поддерживаются взрывами сверхновых: сброшенная при взрыве М. г. оболочка звезды тормозится в М. г. и передаёт облакам часть своего импульса.

Из области М. г., по к-рой прошла ударная волна, вызванная вспышкой, почти весь газ оказывается выметенным. Возникшая область разреженного газа (каверна размером в десятки пк с $n \sim 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ и $T \sim 10^6 \text{ К}$) может существовать $\sim 10^7 \text{ лет}$. Если за это время поблизости вспыхнет ещё одна сверхновая, то новая каверна, сомкнувшись с предыдущей, может образовать обширный коридор горячего разреженного сильно ионизованного газа. Излучение горячего газа может нагревать до $300\text{--}5000 \text{ К}$ газовые облака, находящиеся на расстоянии многих пк от коридоров (существование облаков с такой темп-рой невозможно в описанной выше простой двухфазной модели М. г.).

Вспышки сверхновых звёзд, «пробурившие» газовый диск галактики насквозь, вызывают отток газа от плоскости галактики в межгалактич. среду и нагрев его там вплоть до $10^7\text{--}10^8 \text{ К}$. В результате в межгалактич. среду попадает обогащённый тяжёлыми элементами газ. Возможно, что именно благодаря этим процессам межгалактич. газ в скоплениях галактик имеет почти такое же содержание железа, как атмосфера Солнца. Часть газа, видимо, падает назад к галактич. плоскости в виде высокоширотных и высокоскоростных облаков водорода.

5. Процессы, протекающие в газовой-пылевых комплексах

Вещество в газовой-пылевых комплексах достаточно плотно для того, чтобы не пропускать на большую глубину осн. часть проникающей радиации. Поэтому М. г. внутри комплексов оказывается холоднее, чем в межзвёздных облаках, и существует преимущественно в молекулярной форме. Молекулы образуются гл. обр. в ион-молекулярных реакциях, а также на поверхности пылинок (молекулы H_2 и нек-рые др., см. *Молекулы в межзвёздной среде*). Ионизация, необходимая для протекания ион-молекулярных реакций, поддерживается УФ-излучением звёзд (в областях, где межзвёздное поглощение света $A_V \lesssim 5-6^m$) и, по-видимому, космич. лучами низких энергий (<100 МэВ/нуклон). Те же виды излучения постоянно отрывают налипающие на поверхность пылинок молекулы. Из-за различия скоростей образования молекул и охлаждения газа за счёт излучения этих молекул (гл. обр. H_2O и CO) в радиодиапазоне в М. г. может возникнуть т. н. **термохимическая неустойчивость**, ведущая к выделению внутри молекулярных облаков ещё более плотных и холодных ($T \approx 4-12K$) сгустков. Совместно с *гравитационной неустойчивостью* эти процессы в холодных фрагментах молекулярных облаков ведут к возникновению самогравитирующих сгустков газовой-пылевого вещества звёздной массы — **протозвёзд**, из к-рых впоследствии образуются звёзды.

Т. о., молекулярные облака должны быстро (за $\sim 10^6$ лет) превратиться в звёзды. Т. к. они существуют гораздо дольше, должны действовать факторы, замедляющие образование звёзд (напр., магн. давление, турбулентность, нагрев газа возникшими звёздами, см. *Звездообразование*).

6. Эволюция межзвёздного газа

М. г. постоянно обменивается веществом со звёздами. Согласно оценкам, в настоящее время в Галактике в звёзды переходит газ в количестве $\approx 5M_\odot$ в год. Одновременно с этим звёзды, гл. обр. на поздних стадиях эволюции, теряют вещество (см. *Истечение вещества из звёзд*) и пополняют М. г.

Часть выбрасываемого вещества участвовала в термоядерных реакциях

в недрах звёзд и обогатилась там тяжёлыми элементами. Поэтому со временем состав (распространённость элементов) в М. г. изменяется. В разных галактиках и в различных частях каждой галактики эти процессы идут с различными скоростями. В результате в хим. и изотопном составе М. г. появляются неоднородности, и прежде всего градиент хим. состава вдоль радиусов галактик. Ближе к центру галактик М. г. несколько более обогащён тяжёлыми элементами.

Пока неизвестно, когда и как произошло обогащение первичного газа (имевшего состав $\approx 75\%$ H и 25% He по массе, см. *Космология*) тяжёлыми элементами: было ли это ещё до образования галактик или в самом начале их эволюции. Но ясно, что на первых этапах истории галактик этот процесс шёл много активнее, чем в настоящее время.

В протогалактиках газ присутствовал не только в галактич. плоскости, но и в сферич. составляющей. В галактиках с малым уд. моментом количества движения (в Е-галактиках) М. г., не израсходованный на образование звёзд сферич. составляющей, постепенно скапливался около их центра, быстро превращался в звёзды и т. о. вскоре почти весь исчерпался. В настоящее время газ в Е-галактиках, выбрасываемый звёздами, движется вместе с ними по очень вытянутым траекториям. Проходя вблизи галактич. центра, М. г. задерживается там, вызывая в нек-рых Е-галактиках звездообразование, а также активность их ядер (см. *Ядра галактик*).

В галактиках с бóльшим уд. моментом количества движения за время $\sim 10^9$ лет после их образования М. г. осел в диск, также обогатившись тяжёлыми элементами. Дальнейшее звездообразование шло в диске. В S-галактиках звездообразование в диске стимулируется спиральной ударной волной. При каждом прохождении сквозь спиральную ударную волну элементы газа тормозятся, теряют энергию и с каждым оборотом приближаются к центру галактики.

В Ir-галактиках спиральные волны не сформировались, газ исчерпывался медленно. Поэтому в настоящее время они наиболее богаты газом (ср. содержание атомарного водорода $\approx 18\%$ от массы галактики). В линзовидных (S0) галактиках осн. часть газа была, вероятно, выметена в межгалактич.

пространство при взаимодействии их с др. галактиками, а оставшегося газа оказалось недостаточно для активного звездообразования.

Итак, в процессе эволюции галактик происходит круговорот вещества: М. г. $\rightarrow$ звёзды $\rightarrow$ М. г., приводящий к постепенному увеличению содержания тяжёлых элементов в М. г. и звёздах и уменьшению количества М. г. в каждой из галактик. В разных типах галактик исчерпание М. г. идёт существенно различающимися темпами. Не исключена возможность, что процессы формирования звёзд и обогащения газа тяжёлыми элементами шли в Галактике немонотонно, т. е. неск. раз в истории Галактики могли происходить задержки звездообразования на миллиарды лет. Это, в принципе, должно было бы сказаться на распространённости элементов в различных типах звёздного населения.

Лит.: Каплан С. А., Пикельнер С. В., Физика межзвездной среды, М., 1979; Каплан С. А., Межзвездная среда и происхождение звезд, М., 1977; Космическая газодинамика, пер. с англ., М., 1972; Спитцер Л., Физические процессы в межзвездной среде, пер. с англ., М., 1981; Бочкарев Н. Г., Межзвездная среда и звездообразование, в кн.: Звезды и звездные системы, М., 1981. Н. Г. Бочкарев.

МЕЖПЛАНЕТНАЯ СРЕДА — вещество и поля, заполняющие пространство внутри Солнечной системы. Осн. компонентами М. с. явл. солнечный ветер, межпланетное магн. поле, заряженные частицы высокой энергии, межпланетная пыль и нейтральный газ.

Солнечный ветер представляет собой поток заряженных частиц, гл. обр. протонов и электронов, истекающий из верхних частей солнечной короны. Солнечный ветер изучается с помощью непосредств. измерений на КА и по наблюдениям мерцаний радиисточников, вызванных рассеянием радиоволн на неоднородностях межпланетной плазмы. Физ. состояние плазмы на расстояниях $2-9 R_{\odot}$ от Солнца исследуется также по наблюдениям H -компонента короны, возникающего при рассеянии солнечного излучения на свободных электронах.

На орбите Земли поток протонов солнечного ветра меняется от 10^8 до 10^{10} см $^{-2}$ ·с $^{-1}$, а скорость — от 200 до 900 км/с. При увеличении расстояния от Солнца R поток протонов убывает как $1/R^2$, а скорость остаётся почти постоянной.

Межпланетное магн. поле представляет собой унесённое солнечным ветром магн. поле Солнца. Осн. источником информации о нём служат непосредств. измерения с КА. На малых гелиографич. широтах вектор магн. поля практически параллелен плоскости солнечного экватора. Вращение Солнца приводит к тому, что силовые линии поля закручиваются и приобретают форму спиралей. Напряжённость магн. поля на орбите Земли меняется от $2 \cdot 10^{-5}$ до $8 \cdot 10^{-4}$ Э. Наибольших значений она достигает у переднего края высокоскоростных потоков солнечного ветра. При удалении от Солнца напряжённость магн. поля падает чуть быстрее, чем $1/R$. Важной особенностью магн. поля явл. его *секторная структура*. В течение большей части *солнечного цикла* (за исключением короткого периода сразу после максимума) в пространстве выделяются 2, 4 или (реже) 6 секторов. Внутри каждого сектора радиальная составляющая поля направлена либо к Солнцу, либо от Солнца, причём в соседних секторах направления поля противоположны. Вдали от плоскости солнечного экватора секторная структура пропадает и направление вектора межпланетного магн. поля определяется полярностью магн. поля на высоких гелиографич. широтах в фотосфере Солнца.

Заряженные частицы высокой энергии, присутствующие в межпланетном пространстве, исследуются как с помощью непосредств. измерений в межпланетном пространстве, так и наземными средствами. По своему происхождению они делятся на неск. классов: галактич. и солнечные космич. лучи; рекуррентные (повторяющиеся) потоки; заряженные частицы, ускоренные в магнитосферах планет; аномальный компонент космич. лучей.

Галактические *космические лучи* проникают в Солнечную систему извне. В их состав входят в основном протоны, электроны и ядра лёгких элементов. При движении внутри *гелиосферы* космич. лучи рассеиваются на неоднородностях межпланетного магн. поля. Т. к. уровень флуктуаций магн. поля зависит от солнечной активности, поток галактич. космич. лучей в Солнечной системе меняется с периодом ≈ 11 лет (см. *Вариации космических лучей*). Для протонов на расстоянии 1 а. е. от Солнца этот эффект заметен

при энергиях 0,1—10 ГэВ. Протоны с энергией меньше 0,1 ГэВ до орбиты Земли практически не доходят. В минимуме солнечной активности поток галактич. космич. лучей у орбиты Земли равен $\approx 0,06$ частиц·см⁻²·с⁻¹·ср⁻¹. На больших расстояниях от Солнца влияние межпланетного магн. поля на распространение космич. лучей уменьшается и поток частиц растёт на 2—5% при увеличении расстояния на 1 а. е.

Солнечные космические лучи возникают во время *вспышек на Солнце*. В мощных протонных вспышках испускаются протоны с энергией 10—100 МэВ (в исключит. случаях до 15 ГэВ) и нерелятивистские электроны с энергией от 40 кэВ и выше. Кроме того, в нек-рых случаях регистрируются релятивистские электроны с энергией до 12 МэВ.

Рекуррентные потоки частиц высокой энергии получили своё название в связи с тем, что они имеют тенденцию повторяться с периодом, равным периоду вращения Солнца. При измерениях на орбите Земли рекуррентные потоки наблюдаются как умеренное, длящееся от 3 до 6 дней, возрастание потока протонов и ядер с удельной энергией (отношением кинетич. энергии к числу нуклонов, содержащихся в ядре) от 1 до 20 МэВ/нуклон. Рекуррентные потоки связаны с секторной структурой межпланетного магн. поля и высокоскоростными потоками солнечного ветра, однако природа этой связи неясна. Пока неизвестно, где ускоряются частицы рекуррентных потоков. Возможно, что это происходит непосредственно в межпланетной среде в результате взаимодействия частиц с ударными волнами, распространяющимися в плазме солнечного ветра.

Из *магнитосфер планет* наиболее мощным источником заряженных частиц явл. магнитосфера Юпитера. Как вблизи Юпитера, так и вдали от него, на расстояниях от 0,5 до 10 а. е. от Солнца, наблюдаются «вспышки», длящиеся неск. дней, во время к-рых регистрируются электроны с энергиями до 30 МэВ. Связь этих процессов с Юпитером проявляется в модуляции потока электронов с периодом 10 ч, совпадающим с периодом вращения Юпитера. При наблюдениях вблизи Земли заметна также модуляция интенсивности и частоты этих «вспышек» с периодом 13 мес (синодич. период обращения Юпитера). Кроме потоков электронов на

небольшом расстоянии от границы магнитосферы Юпитера наблюдаются и потоки протонов.

Гораздо менее интенсивные потоки электронов и протонов наблюдаются в околоземном межпланетном пространстве, вблизи от ударной волны, возникающей при взаимодействии солнечного ветра с магнитосферой Земли.

В космич. лучах выделяют компонент, содержащий частично ионизованные атомы гелия, кислорода, азота и неона. Его наз. аномальным, т. к. образующие его атомы сильно отличаются от полностью лишённых электронных оболочек ядер, входящих в состав солнечных и галактич. космич. лучей. В этом компоненте наблюдаются частицы с удельной энергией 1—100 МэВ/нуклон, их поток растёт при удалении от Солнца и от плоскости солнечного экватора. Предполагается, что частицы аномального компонента приобретают высокую энергию на границе гелиосферы, в области взаимодействия солнечного ветра с межзвёздной плазмой.

Межпланетная пыль явл. дольше всего исследуемым компонентом М. с. Первым источником сведений о ней были наблюдения метеоров, возникающих в результате проникновения пылинок в атмосферу Земли, визуальными, фотографическими (для пылинок с массой $m \gtrsim 0,01$ г) и радиолокационными ($m \gtrsim 10^{-4}$ г) методами, а также наблюдения солнечного света, рассеянного на пылинках размером 10—100 мкм (зодиакальный свет, противосияние и F-компонент солнечной короны). Важным источником информации о межпланетной пыли служит прямая регистрация пылевых частиц на КА и исследование микрократеров на поверхности Луны. Кроме того, пробы межпланетной пыли берут в стратосфере Земли, в глубоководных отложениях и в полярных льдах. Регистрируется также тепловое излучение пыли, находящейся вблизи Солнца (T-компонент короны).

Осн. источником межпланетной пыли явл. *кометы*. Общая масса пыли в Солнечной системе оценивается в 10^{19} — 10^{20} г. Большая часть её ($\approx 2/3$) сосредоточена в частицах с массой 10^{-3} — 10^{-5} г. При удалении от Солнца плотность пылевого облака падает примерно как $R^{-1,3}$, и на расстояниях $\gtrsim 3$ а. е. пыль практически отсутствует. Облако межпланетной пыли сильно концентрируется к плоскости эклиптики, т. к.

у большинства частиц наклон орбит не превосходит $30-40^\circ$.

Нейтральный газ в Солнечной системе был открыт путём наблюдений резонансно рассеянного солнечного излучения (см. *Межзвёздный ветер*). На расстояниях ≥ 5 а. е. от Солнца нейтральный газ распределён практически однородно, причём концентрация атомов водорода в среднем равна $0,06 \text{ см}^{-3}$, гелия $0,012 \text{ см}^{-3}$, а температура газа близка к 9000 К . Вблизи Солнца распределение газа становится сильно неоднородным из-за влияния солнечного притяжения, УФ-излучения и солнечного ветра.

Лит.: Солнечная и солнечно-земная физика. Иллюстрированный словарь терминов, пер. с англ., М., 1980. М. С. Бургин.

МЕЗОНЫ — нестабильные сильно взаимодействующие бозоны (т. е. бозоны, относящиеся к классу *адронов*) с нулевым барионным зарядом. Согласно кварковой модели адронов, М. явл. составными частицами — связанными состояниями *кварков* и *антикварков*. Напр., π^+ -мезон (пион) состоит из *u*-и $\bar{d}$ -кварков, причём их *спины* антипараллельны, так что спин π^+ равен нулю. В ρ^+ -мезоне, также состоящем из *u*-и $\bar{d}$ -кварков, спины кварков складываются, так что спин ρ^+ равен 1. Св-ва М. определяются св-вами составляющих их кварков и антикварков.

М. играют важную роль во многих космич. явлениях. Так, при столкновениях протонов космич. лучей с ядрами элементов земной атмосферы рождаются новые частицы, преимущественно π^+ и π^0 . Заряженные пионы распадаются на мюон и *нейтрино* (напр., $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$); π^0 распадается на два γ -кванта, к-рые в свою очередь порождают электрон-позитронные пары.

В разреженном веществе распад М. может быть также одним из источников электронов высоких энергий, ответственных за *синхротронное излучение* космич. объектов, а также источником нейтринного и γ -излучения.

М. Ю. Хлопов. **МЕРА ВРАЩЕНИЯ (RM)** — величина, определяющая угол поворота плоскости поляризации плоскополяризованного радионизлучения при прохождении его через плазму с магн. полем (см. *Поляризация электромагнитного излучения*). Вращение плоскости поляризации возникает из-за *Фарадея эффекта* и быстро растёт с длиной вол-

ны. Угол поворота плоскости поляризации $\psi = \lambda^2 RM$, где

$$RM = \frac{e^3}{2\pi(m_e c)^2} \int_0^L N_e B_{\parallel} dl = 0,81 \overline{N_e B_{\parallel}} L;$$

черта сверху обозначает среднее значение, dl — элемент длины вдоль луча зрения, L — расстояние до источника излучения, N_e — концентрация электронов, $B_{\parallel}$ — компонент магн. поля вдоль луча зрения (значение $B_{\parallel}$ выражено в микрогауссах, N_e — в см^{-3} , L — в пк, RM — в $\text{рад}/\text{м}^2$).

М. в. находят из наблюдений угла между плоскостями поляризации принимаемого радионизлучения на двух длинах волн. Как показали исследования, во многих случаях осн. часть М. в. набирается при распространении сигнала в межзвёздной среде Галактики, что позволяет исследовать её характеристики. При известном распределении в Галактике N_e (к-рое получают, напр., по наблюдениям *мер дисперсии* пульсаров) из измеренных значений М. в. для внегалактич. радиоисточников и источников в Галактике с известными расстояниями (наиболее удобны пульсары) находят величину и направление межзвёздного магн. поля Галактики. Величины М. в. для внегалактич. источников лежат в интервале $\approx \pm 150 \text{ рад}/\text{м}^2$.

Н. Г. Бочкарёв. **МЕРА ДИСПЕРСИИ (DM)** — величина, определяющая запаздывание импульсов излучения на низких частотах (длинных волнах) по сравнению с высокими частотами. DM равна полному числу электронов на луче зрения (от объекта до наблюдателя) в столбике сечением 1 см^2 :

$$DM = \int_0^L N_e dl = \bar{N}_e L,$$

где N_e — концентрация электронов (количество их в ед. объёма среды), dl — элемент длины вдоль луча зрения, $\bar{N}_e$ — ср. значение N_e , L — расстояние до области генерации излучения. Обычно L измеряют в *парсеках*, а N_e в см^{-3} , так что ед. DM служит $\text{пк}/\text{см}^3$. Единственным типом астрофизич. объектов, для к-рых запаздывание импульсов подается измерением, явл. *пульсары*.

Задержка радионизлучения возникает из-за того, что показатель преломления плазмы для эл.-магн. волн зависит от λ (см. *Дисперсия волн*). Длинные волны

распространяются медленнее коротких. Поэтому сигнал, испущенный одновременно на разных λ , приходит к наблюдателю на длинных волнах позже, чем на коротких. Величина запаздывания:

$$\Delta t_{1,2} = \frac{e^2 (\lambda_1^2 - \lambda_2^2)}{2\pi mc^3} DM \approx 4,6 (\lambda_1^2 - \lambda_2^2) \times DM [\text{мкс}],$$

где λ выражена в см. Обычно для пульсаров $10 \text{ пк/см}^3 \lesssim DM \lesssim 500 \text{ пк/см}^3$. Т. к. наблюдения всегда ведутся в нек-рой полосе длин волн $\Delta\lambda$, наличие запаздывания мешает изучению тонкой временной структуры импульсов пульсаров и приводит к тому, что на очень низких частотах принимаемое излучение пульсаров перестаёт быть пульсирующим.

Осн. часть DM набирается в межзвёздном газе. Поэтому измерение M даёт возможность изучать распределение электронов в межзвёздном газе Галактики.

Н. Г. Бочкарев.

МЕРА ЭМИССИИ (ME) — величина, характеризующая при определённых условиях излучательную способность среды как в спектральных линиях, так и в непрерывном спектре. Обычно M э. наз. величину

$$ME = \int_0^R N_e^2 dl = \bar{N}_e^2 R,$$

где N_e — число электронов в ед. объёма, $\bar{N}_e^2$ — ср. значение N_e^2 , R — протяжённость излучающей области вдоль луча зрения, dl — элемент длины. Размерность M э. — см^{-5} , однако удобнее измерять R в пк, в этом случае размерность её — пк/см^6 . M э. определяет интенсивность излучения (поверхностную яркость) области достаточно разреженной космич. плазмы в случае, если излучение возникает благодаря процессам взаимодействия двух частиц (бинарным столкновительным процессам). Дополнит. требованием явл. отсутствие искажающего влияния т. н. индуцированных радиац. переходов, сравнимых по скорости со спонтанными (см. *Рекombинация*), а также *мазерного эффекта*. Для бинарных процессов скорость протекания процессов пропорциональна концентрациям каждого сорта взаимодействующих частиц. Они, в свою очередь, при фиксированном хим. составе среды, темп-ре и состоянии ионизации

пропорциональны N_e . Поэтому в выражении для M э. присутствует квадрат N_e^2 .

Поверхностная яркость пропорциональна ME практически во всём диапазоне длин волн излучения *зоны HII*, для рентгеновского излучения межгалактич. газа в скоплениях галактик, для солнечной короны и звёздных корон (см. *Атмосферы звёзд*), часто для излучения в спектральных линиях ядер сейфертовских галактик, квазаров и т. д.

Методы совр. астрономии позволяют наблюдать объекты с $ME \gtrsim 30$ — 100 пк/см^6 , а в редких случаях даже с $ME = 1$ — 10 пк/см^6 . Для характеристик полной светимости (мощности излучения) в различных линиях и в непрерывном спектре объектов, излучательная способность к-рых определяется M э., используют объёмную M э.

$$MV = \int V N_e^2 dV = \bar{N}_e^2 V,$$

где V — объём излучающей среды, dV — элемент объёма. Ед. MV служит см^{-3} .

Н. Г. Бочкарев.

МЕРЦАНИЙ МЕТОД. Из Солнца происходит непрерывное истечение плазмы в виде т. н. *солнечного ветра*, к-рый заполняет околосолнечное и межпланетное пространство. В результате окружающий нас звёздный мир мы видим через неоднородное ионизованное вещество — облака плазмы (рис. 1), к-рые по-разному (в зависимости от длины волны) влияют на проходящее сквозь них излучение. На оптич. излучение межпланетная плазма практически не влияет, но в диапазоне радиоволн, особенно на метровых волнах, это влияние существенно. Неоднородности солнечного ветра явл. для радиоволн, по существу, своеобразными «линзами». Отдельная «линза» (облако ионизованного газа) в зависимости от структуры может концентрировать (усиливать) или, наоборот, рассеивать (ослаблять) излучение радиостанции (рис. 2). Влияние неоднородностей плазмы тем сильнее, чем ближе к Солнцу направление наблюдения, т. к. в этом случае на луче зрения больше облаков и в них выше концентрация частиц. Облака движутся с определённой скоростью в межпланетном пространстве, и поэтому принимаемое излучение то усиливается, то ослабляется. Радио-

источник мерцает подобно видимым звёздам, но мерцания звёзд (в оптич. диапазоне) обусловлены неоднородностями в атмосфере Земли. Величина (амплитуда) мерцаний зависит от количества облаков на луче зрения. Она

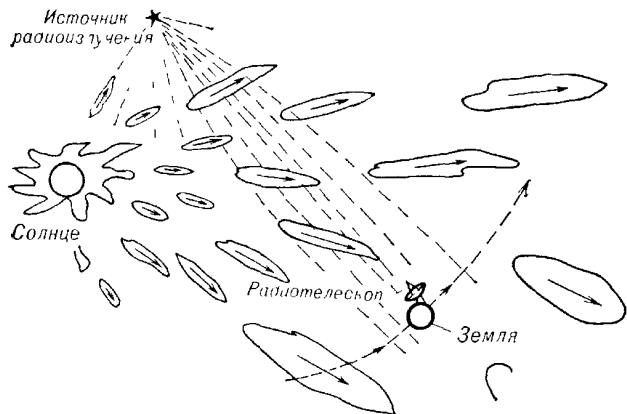


Рис. 1. Плазменные облака в межпланетном пространстве.

растёт с ростом числа облаков, но когда их становится настолько много, что в двух соседних направлениях их количество практически не меняется, мерцания исчезают. Амплитуда мерцаний зависит также от угловых размеров источника. Если размеры источника ве-

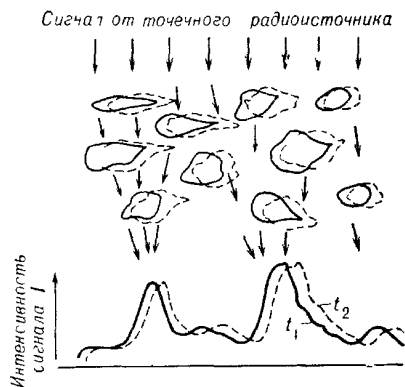


Рис. 2. Интенсивность сигнала от точечного космического радиостационара в месте наблюдения. Принимаемый сигнал зависит от числа облаков плазмы на луче зрения и скорости их движения, а также от времени ($I_{t_1} \neq I_{t_2}$).

лики по сравнению с размерами «линз», то мерцания излучения от отдельных его точек накладываются друг на друга и сглаживаются.

На рис. 3 показаны записи интенсивности излучения от радиостанций разных угловых размеров. Наблюдается явление, известное для оптического излучения: звёзды (точечные источники) мерцают, а планеты (протяжённые источники), не говоря уже о Луне или Солнце, не мерцают. Т. о., зная зависимость изменения амплитуды мерцаний (меры мерцаний) от количества облаков на луче зрения (оно определяется расстоянием от Солнца), можно судить о размерах источника радиоизлучения.

Кроме солнечного ветра на луче зрения находятся межзвёздная среда и ионосфера Земли. Неоднородности этих сред также влияют на проходящее через них излучение радиостанций. Но угловые размеры и скорости их движения отличаются от скоростей межпланетных облаков плазмы. Характерное время мерцаний по этой причине отличается в разных случаях и составляет примерно 1 с для межпланетной среды и около 30 минут для ионосферы и межзвёздной среды.

Т. о., неоднородности ионизованных сред явл. «инструментом» с высоким

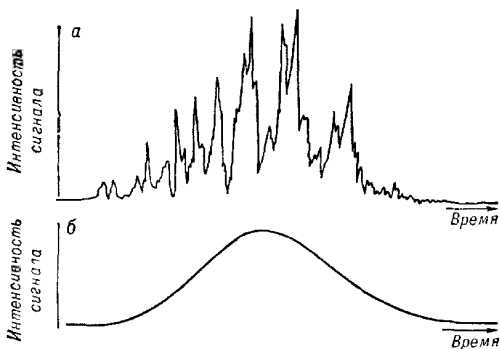


Рис. 3. Записи прохождения радиостанций через диаграмму направленности радиотелескопа: а — мерцания сигнала от точечного источника, б — отсутствие мерцаний сигнала от протяжённого источника (плавное изменение сигнала связано с прохождением источника через диаграмму направленности антенны).

угловым разрешением, определяемым угловыми размерами «линз». Угловое разрешение в случае мерцаний на неоднородностях ионосферы достигает неск.

угловых минут дуги, на межпланетных неоднородностях — долей секунды дуги и на межзвёздных достигает 10^{-6} секунды дуги. Именно благодаря М. м. ещё на заре радиоастрономии были открыты дискретные источники космич. радиоизлучения (источники конечных угловых размеров). Изменение сигнала от радиоисточника Лебедь А было связано с мерцанием на неоднородностях поносферы, размер источника оказался $\leq 0.5'$. Методом мерцаний были измерены на метровых и дециметровых волнах угловые размеры многих космич. объектов, к-рые не превышали неск. сотых секунды дуги. Было установлено, что верхний предел угловых размеров пульсаров составляет $\sim 10^{-7}$ угловой секунды. Таково макс. угловое разрешение, достигнутое в астрономии.

Однако М. м., несмотря на высокое угловое разрешение, имеет ограниченные возможности. Ограничения связаны с узким диапазоном длин волн и, что более существенно, с возможностью определять лишь эффективные размеры источника, но не его структуру. На волнах сантиметровой, и тем более миллиметровой, диапазона данный метод не эффективен из-за прозрачности среды («линзы» перестают работать). В то же время на этих волнах становится прозрачной плотная ионизованная атмосфера, окружающая ядра квазаров и радиогалактик. В результате структура этих областей, физ. процессы, протекающие в них, становятся доступными для исследований. Детальные измерения тонкой структуры ядер квазаров и радиогалактик, а также областей *звздообразования* проводятся *радиоинтерферометрами* со сверхдлинными базами с угловым разрешением, достигающим 10^{-5} секунды дуги. М. м. получил широкое применение не только для определения угловых размеров радиоисточников, но и для исследования *межзвёздной среды* и солнечного ветра. Этим методом были определены размеры и скорости облаков ионизованного газа в межпланетной и межзвёздной средах.

Л. И. Матвеевко.

МЕТЕОРИТЫ — тела, упавшие на поверхность Земли из межпланетного пространства; представляют собой остатки метеорных тел, не разрушившихся полностью при движении в земной атмосфере. При вторжении в атмосферу с космич. скоростью (15—20 км/с) метеорное тело в результате трения о воздух

сильно нагревается и начинает ярко светиться (явление б о л и д а). В атмосфере метеорные тела тормозятся и разрушаются в результате дробления и абляции — расплавления, разбрызгивания и частичного испарения вещества. Поверхность найденных на Земле М. имеет характерные вмятины (регламенты) и покрыта окисной пленкой — корой плавления. Если крупное метеорное тело достигает поверхности Земли с высокой скоростью (свыше 3—4 км/с), то происходит взрыв М. и выброс грунта с образованием кратера. На земном шаре известно свыше сотни структур (кратеров) метеоритного происхождения от 0,2 до 100 км поперечником. На многих телах Солнечной системы, не имеющих заметной атмосферы (Луне, Меркурии, ряде спутников планет), поверхность испещрена метеоритными кратерами.

По совр. представлениям, М. явл. обломками родительских тел — *астероидов*, пересекающих орбиту Марса. Вычисленные орбиты ряда М., падение к-рых было сфотографировано, показали, что афелии метеоритных орбит находятся в области пояса астероидов. Предполагается, что неск. М. трёх редких типов явл. осколками пород марсианской поверхности, а один уникальный М. — кусок лунного реголита.

Исследование вещества М. позволяет сделать ряд выводов об эволюции Солнечной системы. Данные анализа изотопного, хим. и минерального состава М., а также структуры М. показали, что метеоритное вещество претерпело существенные изменения со времени своего образования из протопланетной материи, но вместе с тем сохранило ряд особенностей, отражающих различные этапы эволюции Солнечной системы. Это установлено по определениям возраста М. — датировке событий, повлиявших на физ.-хим. св-ва метеоритного вещества.

Одной из характеристик М. явл. временной интервал образования метеоритного вещества — время между моментом прекращения поступления новых элементов в протопланетное газово-пылевое облако и моментом остывания родительских тел метеоритов до темп-ры, когда эти тела становятся способными удерживать газы — продукты распада короткоживущих радиоактивных изотопов. Временной интервал образования тел Солнечной си-

системы из протопланетного облака, вычисленный по реакциям радиоактивного распада $^{129}\text{I} \rightarrow ^{129}\text{Xe}$ и $^{244}\text{Pu} \rightarrow ^{136}\text{Xe}$ (по количеству исходных и конечных продуктов распада в М.), составляет 50—200 млн. лет (рис. 1). Др. характеристика М. — время, протекшее от начала хим. фракционирования метеоритного вещества в родительских телах (фракционирование привело к изменению относительного обилия элементов: Rb/Sr, U/Pb и др.). Этот возраст составляет 4,5—4,6 млрд. лет, он определён

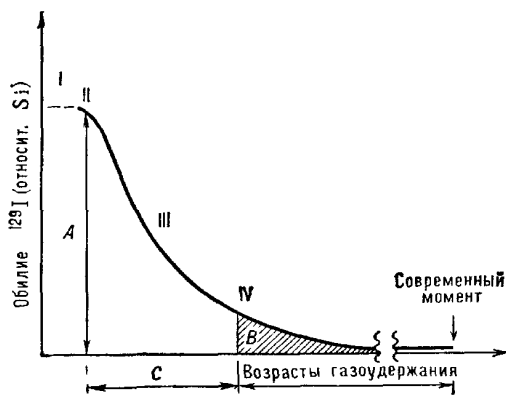


Рис. 1. Кривая распада радиоактивного изотопа ^{129}I в Солнечной системе. Участок I — поступление в протопланетное облако новых ядер ^{129}I ; II — прекращение добавки новых ядер; III — образование тел Солнечной системы; планеты разогреваются, ^{129}I распадается с образованием ^{129}Xe , который ускользает из горячих планет; IV — планеты остыли, начали удерживать радиогенные газы. Задавая A и B (количество удержанного ^{129}Xe), можно рассчитать интервал C.

по реакциям распада $^{87}\text{Rb} \rightarrow ^{87}\text{Sr}$ и $^{207}\text{Pb} \rightarrow ^{206}\text{Pb}$ (см. Космохронология ядерная). С этой величиной согласуется макс. возраст газодержания — время, протекшее с момента остывания вещества М. ниже температур, когда могли начать накапливаться радиогенные инертные газы. Определения этого возраста по реакциям $^{40}\text{K} \rightarrow ^{40}\text{Ar}$ и $\text{U, Th} \rightarrow ^4\text{He}$ дают значения 3,5—4,5 млрд. лет. Некоторые М. имеют значительно меньшее время газодержания (ок. 0,6 млрд. лет), что можно объяснить полной потерей газов (^{40}Ar и ^4He) в момент катастрофич. столкновения в космич. пространстве их родительских тел, приведшего к сильному разогреву вещества. Наконец, рассматривают ещё радиационный (космический) возраст М. — время накопления

в М. продуктов ядерных реакций его вещества с космическими лучами. Такой процесс может происходить лишь после дробления родительских тел, создавшего условия для прямого воздействия космич. лучей на вещество М. Радиационные возрасты М. разных типов, определённые по космогенным изотопам (^3H , ^3He , ^{21}Ne , ^{26}Al , ^{36}Ar , ^{38}Ar , ^{53}Mn , ^{60}Co и др.), составляют от неск. до сотен млн. лет.

По составу М. разделяют на три осн. класса: каменные, железокремнистые и железные. По числу падений каменные М. составляют 93,3%, железокремнистые — 1,3%, железные — 5,4% (одновременное выпадение неск. осколков одного М. рассматривается как одно падение). Эти классы, в свою очередь, подразделяются на группы и типы по хим. (минеральному) составу и структуре. Наиболее многочисленными среди каменных М. явл. хондриты, в них присутствуют мелкие (до 1—2 мм) силикатные шарики — хондры. Остальные каменные М. хондр не содержат и наз. ахондритами. По количественному отношению ряда хим. элементов (Mg/Si, Ca/Si, Al/Si, Fe/Si, C/Si, S/Si и др.) хондриты и ахондриты подразделяются на группы и отдельные типы, вероятно, отвечающие различным по составу родительским телам. Среди хондритов выделяют группу углистых хондритов (четырёх типов), отличающихся большим содержанием летучих элементов, в т. ч. C, S и воды (количество летучих элементов убывает от типа CI к типам CV и CO). Относительное содержание элементов в углистых хондритах наиболее близко к распространённости элементов в солнечной фотосфере (за исключением водорода и инертных газов), что видно из графика (рис. 2), где распространённость элементов нормирована к Si=1. Ряд различий в составе хондритов свидетельствует о хим. фракционировании метеоритного вещества уже при его конденсации в протопланетном облаке. К типичным для хондритов минералам относятся железоматнезиальные силикаты, а также плагиоклазы, никелистое железо и сульфид железа.

В отличие от хондритов, вещество которых не было существенно затронуто хим. дифференциацией в недрах родительских тел, ахондриты и др. классы М. представляют собой дифференцированный материал. Продуктом этой диф-

ференциации явл., в частности, железные М., состоящие из никелистого железа с включением др. минералов. Высокое содержание Ni в этих М., как и в металлич. включениях хондритов, — 5% Ni и выше — объясняется тем, что Ni целиком концентрируется в металлич. фазе и его миним. содержание (при полном восстановлении Fe) определяется отношением космич. распро-

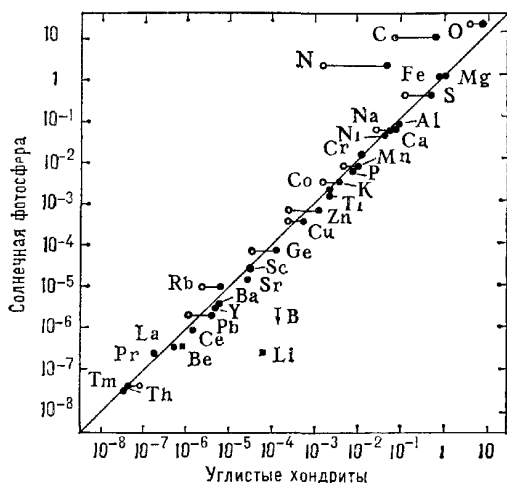


Рис. 2. Относительная распространенность атомов в солнечной фотосфере и в углистых хондритах (распространенность Si = 1, светлые кружки — хондриты типа I, темные точки — типа III).

страненности элементов: $Ni/Fe \approx 1/20$ (по числу атомов). Для железных М. характерна крупнокристаллич. структура, свидетельствующая о чрезвычайно медленном остывании сплава Fe — Ni. Согласно расчетам, скорость остывания никелистого железа в М. составляла ок. 1—100 °C за 1 млн. лет. Если считать, что вещество железных метеоритов находилось внутри родительских тел с силикатной оболочкой, то эти тела по размерам должны были быть близки к астероидам (ок. 200—300 км поперечником).

Лит.: Кринов Е. Л., Основы метеоритики, М., 1955; Вуд Дж., Метеориты и происхождение Солнечной системы, пер. с англ., М., 1971; Дьяконова М. И., Харитонов В. Я., Явнель А. А., Химический состав метеоритов, М., 1979, Метеоритные структуры на поверхности планет. Сб. ст., М., 1979. А. А. Явнель.

МИКРОВОЛНОВОЕ ФОНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ (реликтовое излучение) — космич. излучение, имеющее спектр, характерный для абсолют-

но черного тела при темп-ре ок. 3К; определяет интенсивность фонового излучения Вселенной в коротковолновом радиодиапазоне (на сантиметровых, миллиметровых и субмиллиметровых волнах). Характеризуется высочайшей степенью изотропии (интенсивность практически одинакова во всех направлениях). Открытие М. ф. и. (А. Пензиас, Р. Вильсон, 1965 г., США) подтвердило т. н. модель горячей Вселенной, дало важнейшее экспериментальное свидетельство в пользу представлений об изотропии расширения Вселенной и её однородности в больших масштабах (см. *Космология*).

Согласно модели горячей Вселенной, вещество расширяющейся Вселенной имело в прошлом намного более высокую плотность, чем сейчас, и чрезвычайно высокую темп-ру. При $T > 10^8 K$ первичная плазма, состоявшая из протонов, ионов гелия и электронов, непрерывно излучающих, рассеивающих и поглощающих фотоны, находилась в полном термодинамическом равновесии с излучением. В ходе последующего расширения Вселенной темп-ра плазмы и излучения падала. Взаимодействие частиц с фотонами уже не успевало за характерное время расширения заметно влиять на спектр излучения (оптическая толща Вселенной по тормозному излучению к этому времени стала много меньше единицы). Однако даже при полном отсутствии взаимодействия излучения с веществом в ходе расширения Вселенной чернотельный спектр излучения остаётся чернотельным, уменьшается лишь темп-ра излучения. Пока темп-ра превышала 4000 К, первичное вещество было полностью ионизовано, пробег фотонов от одного акта рассеяния до др. был много меньше горизонта Вселенной. При $T \approx 4000 K$ произошла рекомбинация протонов и электронов, плазма превратилась в смесь нейтральных атомов водорода и гелия, Вселенная стала полностью прозрачной для излучения. В ходе её дальнейшего расширения темп-ра излучения продолжала падать, но чернотельный характер излучения сохранился как реликт, как «память» о раннем периоде эволюции мира. Это излучение обнаружили сначала на волне 7,35 см, а затем и на др. волнах (от 0,6 мм до 50 см).

Темп-ра М. ф. и. с точностью до 10% оказалась равной 2,7 К. Ср. энергия фотонов этого излучения крайне ма-

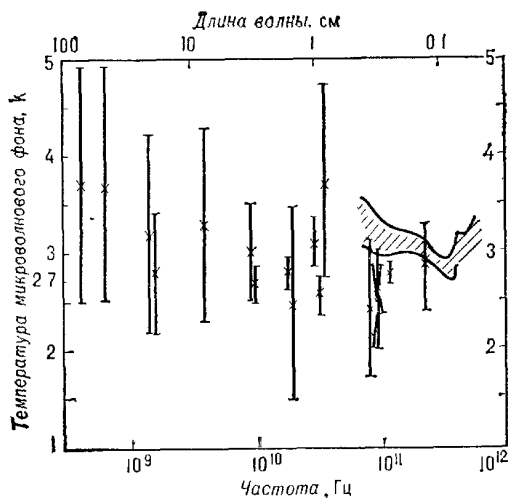
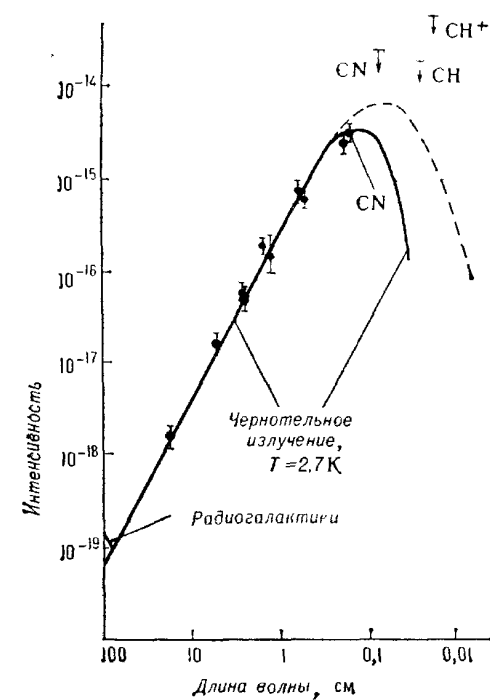


Рис. 1. Вверху — спектр микроволнового фонового излучения (интенсивность, $\text{эрг}(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Гц})^{-1}$). Экспериментальные точки нанесены с указанием погрешностей измерений (отрезками у точек). Точки CN, CH соответствуют результатам определения верхней границы (показана стрелкой) температуры излучения по населённости уровней соответствующих межзвёздных молекул. Внизу — данные измерений температуры микроволнового фонового излучения на различных длинах волн. Отрезки прямых указывают погрешности измерений.

ла — в 3000 раз меньше энергии фотонов видимого света, но число фотонов М. ф. и. очень велико. На каждый атом во Вселенной приходится $\sim 10^9$ фотонов М. ф. и. (в среднем 400—500 фотонов в 1 см^3).

Наряду с прямым методом определения темп-ры М. ф. и. — по кривой распределения энергии в спектре излучения (см. Планка закон излучения), существует также косвенный метод — по населённости нижних уровней энергии молекул в межзвёздной среде. При поглощении фотона М. ф. и. молекула переходит из осн. состояния в возбуждённое. Чем выше темп-ра излучения, тем выше плотность фотонов с энергией, достаточной для возбуждения молекул, и тем большая их доля находится на возбуждённом уровне. По количеству возбуждённых молекул (населённости уровней) можно судить о темп-ре возбуждающего излучения. Так, наблюдения оптич. линий поглощения межзвёздного циана (CN) показывают, что его нижние уровни энергии населены так, как будто молекулы CN находятся в поле трёхградусного чернотельного излучения. Этот факт был установлен (но не понят в полной мере) ещё в 1941 г., задолго до обнаружения М. ф. и. прямыми наблюдениями.

Ни звёзды и радиогалактики, ни горячий межгалактич. газ, ни переизлучение видимого света межзвёздной пылью не могут дать излучения, приближающегося по св-вам к М. ф. и.: суммарная энергия этого излучения слишком велика, и спектр его не похож ни на спектр звёзд, ни на спектр радиоисточников (рис. 1). Этим, а также практически полным отсутствием флуктуаций интенсивности по небесной сфере (мелкомасштабных угловых флуктуаций) доказывается космологич., реликтовое происхождение М. ф. и.

Флуктуации М. ф. и. Обнаружение небольших различий в интенсивности М. ф. и., принимаемого от разных участков небесной сферы, позволило бы сделать ряд выводов о характере первичных возмущений в веществе, приведших в дальнейшем к образованию галактик и скоплений галактик. Современные галактики и их скопления образовались в результате роста незначительных по амплитуде неоднородностей плотности вещества, существовавших до рекомбинации водорода во Вселенной. Для любой космологич. модели

можно найти закон роста амплитуды неоднородностей в ходе расширения Вселенной. Если знать, каковы были амплитуды неоднородности вещества в момент рекомбинации, можно установить, за какое время они могли вырасти и стать порядком единицы. После этого области с плотностью, значительно превышающей среднюю, должны были выделиться из общего расширяющегося фона и дать начало галактикам и их скоплениям. «Рассказать» об амплитуде начальных неоднородностей плотности в момент рекомбинации может лишь реликтовое излучение. Поскольку до рекомбинации излучение было жестко связано с веществом (электроны рассеивали фотоны), то неоднородности в пространственном распределении вещества приводили к неоднородностям плотности энергии излучения, т. е. к различию темп-ры излучения в разных по плотности областях Вселенной. Когда после рекомбинации вещество перестало взаимодействовать с излучением и стало для него прозрачным, М. ф. и. должно было сохранить всю информацию о неоднородностях плотности во Вселенной в период рекомбинации. Если неоднородности существовали, то темп-ра М. ф. и. должна флуктуировать, зависеть от направления наблюдения. Однако эксперименты по обнаружению ожидаемых флуктуаций пока не обладают достаточно высокой точностью. Они дают лишь верхние пределы значений флуктуаций. В малых угловых масштабах (от одной угловой минуты до шести градусов дуги) флуктуации не превышают 10^{-4} К. Поиски флуктуаций М. ф. и. осложняются также тем, что вклад во флуктуации фона дают дискретные космич. радиоисточники, флуктуирует излучение атмосферы Земли и т. д. Эксперименты в больших угловых масштабах также показали, что темп-ра М. ф. и. практически не зависит от направления наблюдения: отклонения не превышают $3 \cdot 10^{-3}$ К. Полученные данные позволили снизить оценку степени анизотропии расширения Вселенной в 100 раз по сравнению с оценкой по данным прямых наблюдений «разбегающихся» галактик.

М. ф. и. как «новый эфир». М. ф. и. изотропно лишь в системе координат, связанной с «разбегающимися» галактиками, в т. н. *сопутствующей системе отсчёта* (эта система расширяется вме-

сте с Вселенной). В любой др. системе координат интенсивность излучения зависит от направления. Этот факт открывает возможность измерения скорости движения Солнца относительно системы координат, связанной с М. ф. и. Действительно, в силу *Доплера эффекта* фотоны, распространяющиеся навстречу движущемуся наблюдателю, имеют более высокую энергию, нежели догоняющие его, несмотря на то, что в системе, связанной с М. ф. и., их энергии равны. Поэтому и темп-ра излучения для такого наблюдателя оказывается зависящей от направления: $T = T_0(1 + \frac{v}{c} \cos \theta)$, где T_0 — ср. по небу темп-ра излучения, v — скорость наблюдателя, θ — угол между вектором скорости и направлением наблюдения.

Дипольная анизотропия реликтового излучения, связанная с движением Солнечной системы относительно поля этого излучения, к настоящему времени твёрдо установлена (рис. 2): в направлении на созвездие Льва темп-ра М. ф. и. на 3,5 мК превышает среднюю, а в противоположном направлении (созвездие Водолея) на столько же ниже средней. Следовательно, Солнце (вместе с Землёй) движется относительно М. ф. и. со скоростью ок. 400 км/с по направлению к созвездию Льва. Точность наблюдений столь высока, что экспериментаторы фиксируют скорость движения Земли вокруг Солнца, составляющую 30 км/с. Учёт скорости движения Солнца вокруг центра Галактики позволяет определить скорость движения Галактики относительно М. ф. и. Она составляет ≈ 600 км/с. В принципе, существует метод, позволяющий определить скорости богатых скоплений галактик относительно реликтового излучения (см. *Скопления галактик*).

Спектр М. ф. и. На рис. 1 приведены существующие экспериментальные данные о М. ф. и. и планковская кривая распределения энергии в спектре равновесного излучения абсолютно чёрного тела, имеющего темп-ру $\approx 2,7$ К. Положения экспериментальных точек хорошо согласуются с теоретич. кривой. Это служит веским подтверждением модели горячей Вселенной.

Отметим, что в диапазоне сантиметровых и дециметровых волн измерения темп-ры М. ф. и. возможны с поверхно-

сти Земли при помощи радиотелескопов. В миллиметровом и особенно в субмиллиметровом диапазонах излучение атмосферы препятствует наблюдениям М. ф. и, поэтому измерения проводятся широкополосными болометрами, установленными на воздушных шарах (баллонах) и ракетах. Ценные данные о спектре М. ф. и. в миллиметровой

заметно исказить его чернотельный спектр. Т. о., спектр М. ф. и. несёт информацию о тепловой истории Вселенной. Более того, эта информация оказывается дифференцированной: выделение энергии на каждом из трех этапов расширения ($3 \cdot 10^4 < T < 3 \cdot 10^8 \text{ K}$; $4 \cdot 10^3 < T < 3 \cdot 10^4 \text{ K}$; $3 < T < 4000 \text{ K}$) вызывает специфич искаже-

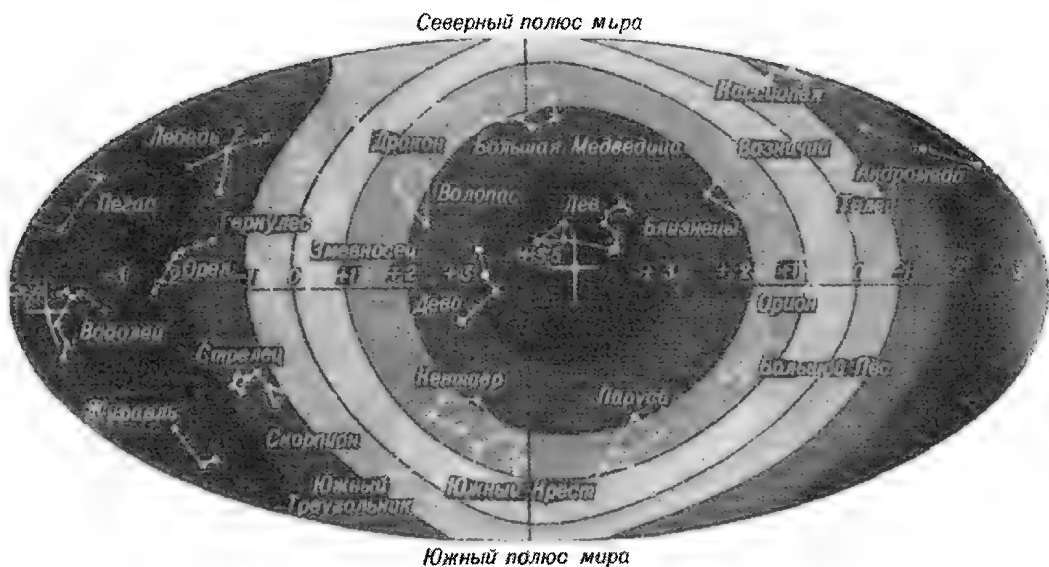


Рис. 2. Распределение яркости микроволнового фонового излучения на небесной сфере. Цифры на рис. характеризуют отклонения от средней по всей сфере температуры микроволнового фона в мК.

области получены из наблюдений линий поглощения молекул межзвездной среды в спектрах горячих звезд. Выяснилось, что осн. вклад в плотность энергии М. ф. и. дает излучение с λ от 6 до 0,6 мм, темп-ра к-рого близка к 3 К. В этом диапазоне длин волн плотность энергии М. ф. и. $\mathcal{E}_r = 0,25 \text{ эВ/см}^3$.

Многие из космологич. теорий и теорий образования галактик, к-рые рассматривают процессы аннигиляции вещества и антивещества, диссипацию развитой турбулентности, крупномасштабных потенциальных движений, испарение первичных черных дыр малой массы, распад нестабильных элементарных частиц, предсказывают значит. энерговыделение на ранних стадиях расширения Вселенной. В то же время любое выделение энергии $\Delta \mathcal{E} > 1-10\% \mathcal{E}_r$ на этапе, когда темп-ра М. ф. и. менялась от $3 \cdot 10^8 \text{ K}$ до 3 К, должно было

заметно исказить его чернотельный спектр. На первом этапе сильнее всего искажается спектр в длинноволновой области, а на втором и третьем — в коротковолновой. Свой вклад в искажение спектра в коротковолновой области вносит уже сам процесс рекомбинации. Фотоны, испускаемые при рекомбинации, обладают энергией ок. 10 эВ, что в десятки раз превышает ср. энергию фотонов равновесного излучения той эпохи (при $T \approx 4000 \text{ K}$). Таких энергичных фотонов крайне мало ($\sim 10^{-9}$ от общего их числа). Поэтому рекомбинационное излучение, возникающее при образовании нейтральных атомов, должно было сильно исказить спектр М. ф. и. на волнах $\lambda \approx 250 \text{ мкм}$.

Еще один нагрев вещество могло испытать при образовании галактик. Спектр М. ф. и. при этом также мог измениться, поскольку рассеяние реликтовых фотонов на горячих электронах

увеличивает энергию фотонов (см. *Комптоновское рассеяние*). Особенно сильные изменения происходят в этом случае в коротковолновой области спектра. Одна из кривых, демонстрирующих возможное искажение спектра М. ф. и., приведена на рис. 1 (штриховая кривая). Имеющиеся изменения в спектре М. ф. и. показали, что вторичный разогрев вещества во Вселенной произошёл много позже комбинации.

М. ф. и. и космические лучи. Космич. лучи (протоны и ядра высоких энергий; ультрарелятивистские электроны, определяющие радиоизлучение нашей и др. галактик в метровом диапазоне) несут информацию о гигантских взрывных процессах в звёздах и ядрах галактик, при к-рых они рождаются. Как оказалось, время жизни частиц высоких энергий во Вселенной во многом зависит от фотонов М. ф. и., обладающих малой энергией, но чрезвычайно многочисленных — их в миллиард раз больше, чем атомов во Вселенной (это соотношение сохраняется в процессе расширения Вселенной). При столкновении ультрарелятивистских электронов космич. лучей с фотонами М. ф. и. происходит перераспределение энергии и импульса. Энергия фотона возрастает во много раз, и радиифотон превращается в фотон рентг. излучения, энергия же электрона меняется незначительно. Поскольку этот процесс повторяется многократно, электрон постепенно теряет всю энергию. Наблюдаемое со спутников и ракет рентг. фоновое излучение, по-видимому, частично обязано своим происхождением этому процессу.

Протоны и ядра сверхвысоких энергий также подвержены воздействию фотонов М. ф. и.: при столкновениях с ними ядра расщепляются, а соударения с протонами приводят к рождению новых частиц (электрон-позитронных пар, π -мезонов и т. д.). В результате энергия протонов быстро уменьшается до пороговой, ниже к-рой рождение частиц становится невозможным по законам сохранения энергии и импульса. Именно с этими процессами связывают практич. отсутствие в космич. лучах частиц с энергией $\gtrsim 10^{20}$ эВ, а также малое количество тяжёлых ядер.

Лит. Зельдович Я. Б., «Горячая» модель Вселенной, «УФН», 1966, т. 89, в. 4, с. 647, Вайнберг С., Первые три минуты, пер. с англ., М., 1981

Р. А. Сюняев

МЛЕЧНЫЙ ПУТЬ — 1) пересекающая звездное небо светящаяся полоса. Представляет собой огромное количество визуально неразличимых звезд, концентрирующихся к осн. плоскости Галактики. Близ этой плоскости расположено Солнце, так что большинство звезд Галактики проецируется на небесную сферу в пределах узкой полосы — М. П. 2) Традиционное название *Галактики*.

МОДЕЛЬ ГОРЯЧЕЙ ВСЕЛЕННОЙ предполагает, что на ранних стадиях расширения Вселенная характеризовалась не только высокой плотностью, но и высокой темп-рой вещества. Предложена и разработана в конце 40-х гг. 20 в. Г. Гамовым и его сотрудниками (США), получила экспериментальное подтверждение после открытия А. Пензиасом и Р. Вильсоном (США) в 1965 г. в высшей степени изотропного микроволнового фонового излучения с планковским спектром и температурой $\approx 3\text{К}$.

На ранних стадиях расширения в термодинамическом равновесии с веществом должно было находиться чернотельное излучение (т. е. близкое к излучению абсолютно черного тела, планковское, см. *Планка закон излучения*) с такой же, как у вещества, очень высокой темп-рой. В ходе расширения Вселенной темп-ра излучения адиабатически (см. *Адиабатический процесс*) снижалась. Присутствие во Вселенной чернотельного излучения — свидетеля ранней горячей стадии эволюции Вселенной — было осн. наблюдательным предсказанием М. г. В. В популярной литературе за микроволновым фоновым излучением, заполняющим Вселенную (≈ 500 фотонов/ см^3), закрепилось название «реликтовое излучение». Косвенным подтверждением М. г. В. служит также наблюдаемое обилие гелия, превышающее повсеместно 22% по массе, а также обнаруженное в межзвездном газе неожиданно высокое обилие дейтерия, происхождение к-рого можно связать лишь с ядерными реакциями синтеза легких элементов в горячей Вселенной.

Зная совр. темп-ру реликтового излучения, можно провести экстраполяцию в прошлое, используя хорошо известные и проверенные в лаборатории законы механики, статистич., атомной и ядерной физики, физики элементарных частиц. Экстраполяция законов

механики и статистич. физики не вызывает сомнений вплоть до планковского времени $t \sim t_{пл} \sim 10^{-43}$ с (см. Планка постоянная) от начала расширения, когда гравитац. эффекты были того же порядка, что и квантовомеханические. При $t < 10^{-43}$ с ситуация неясна. Нерешённой остаётся и проблема о зависимости темп-ры от времени на стадии, когда темп-ра превышала 10^{12} К и $t < 3 \cdot 10^{-4}$ с, т. к. совр. эксперимент в области физики элементарных частиц не даёт ответа на вопрос о зависи-

позитронов, т. е. их концентрации были приблизительно равны: $N_e^- \approx N_e^+ \approx N_\gamma$. Это обусловлено тем, что при таких темп-рах эффективно идут процессы рождения электрон-позитронных пар при столкновениях двух фотонов и обратный процесс двухфотонной аннигиляции пар.

При ещё более высокой темп-ре T , т. е. на ещё более раннем этапе (рис. 1), при $T \gtrsim 10^{12}$ К и $t \lesssim 3 \cdot 10^{-4}$ с в равновесии с излучением находились различные виды мезонов, гипероны, пары

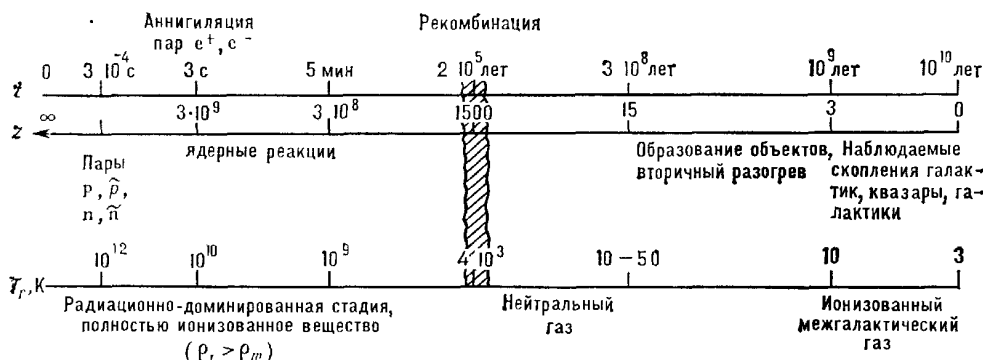


Рис. 1. Основные этапы эволюции Вселенной. На осях приведены: время t , прошедшее от начала расширения, космологическое красное смещение z и температура излучения T_r .

мости числа нестабильных элементарных частиц от их массы.

Длина волны фотонов в ходе расширения Вселенной растёт так же, как и расстояние между галактиками: фотоны испытывают космологич. красное смещение, при этом их частота и энергия уменьшаются. При таком уменьшении частоты фотонов чернотельного излучения спектр излучения остаётся чернотельным, но его темп-ра уменьшается. Следовательно, раньше темп-ра излучения была выше, чем современная, к-рая, согласно данным наблюдению, близка к 3 К. Напр., в период, когда ср. расстояние между частицами было в миллиард раз меньше, чем сейчас, темп-ра излучения и вещества составляла $\approx 3 \cdot 10^9$ К, а концентрация протонов и нейтронов превышала совр. ср. концентрацию на 27 порядков, т. е. была порядка $10^{20} - 10^{21}$ см $^{-3}$, что превышает концентрацию частиц в земной атмосфере. При столь высокой темп-ре, согласно статистич. физике, в термодинамич. равновесии с фотонами должно было находиться почти столько же электронов и

протонов и антипротонов (см. Античастицы), нейтронов и антинейтронов, нейтрино и антинейтрино, др. элементарные частицы. Их концентрации были порядка концентрации фотонов N_γ . На очень ранних стадиях мир был практически зарядово-симметричным (частицы и античастицы были представлены почти в одинаковом количестве), концентрация нуклонов лишь на одну миллиардную превышала концентрацию антинуклонов. Именно эта ничтожная разница в числе нуклонов и антинуклонов впоследствии после аннигиляции частиц и античастиц привела к наблюдаемому зарядово-асимметричному миру. Такую разницу в числе нуклонов и антинуклонов, а также совр. барионный заряд мира (полное отсутствие антивещества) можно объяснить либо первичным малым превышением числа нуклонов над антинуклонами, либо несохранением барионного заряда (см. Барионная асимметрия Вселенной). Физика элементарных частиц предполагает отсутствие полной симметрии в процессах с участием нуклонов и антинукло-

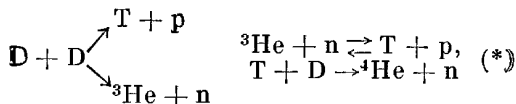
нов. На ранних стадиях расширения при громадных плотности и темп-ре реакции взаимного превращения, рождения и аннигиляции частиц шли с колоссальной скоростью и (несмотря на малость асимметрии) могли привести к заметному (на 10^{-9}) преобладанию барионов над антибарионами.

По мере расширения Вселенной и понижения темп-ры вещества и излучения сначала проаннигилировали антинуклоны с нуклонами, потом исчезли различные мезоны. Энергии частиц при их столкновениях не хватало для рождения пар нуклонов и антинуклонов, а процесс аннигиляции, сопровождающийся энергосвободением, шёл по-прежнему эффективно. В равновесии остались лишь фотоны, электроны и позитроны, а также три вида нейтрино: электронные, мюонные и тау. Пробег нейтрино в горячей электрон-позитронной плазме быстро (как T^{-5}) растёт с понижением T . Поэтому уменьшение T до $\sim 10^{10}$ K привело к тому, что Вселенная стала прозрачной для нейтрино всех трёх сортов. Совр. концентрации этих реликтовых нейтрино, согласно М. г. В., должна составлять примерно 75 см^{-3} для каждого вида, т. е. 450 см^{-3} для нейтрино и антинейтрино всех трёх сортов. Концентрация реликтовых нейтрино должна быть лишь незначительно (ок. 10%) меньше, чем концентрация фотонов микроволнового фона. Если нейтрино безмассовые (т. е. их масса покоя равна нулю), то их совр. температура должна быть близка к 2 K, т. е. ниже, чем у фотонов.

Когда темп-ра упала до $\sim 10^9$ K, практически проаннигилировали электроны и позитроны, отдав свою энергию и энтропию газу фотонов и подняв темп-ру излучения относительно уже не взаимодействующего с ним газа нейтрино. Благодаря этому совр. темп-ра фотонов (≈ 3 K) припл. на 1 K должна быть выше, чем темп-ра газа безмассовых нейтрино. При $T \sim 10^9$ K ядра существовать в большом количестве не могли, столкновения с фотонами, электронами и позитронами приводили к их разрушению. Имелись лишь протоны и нейтроны. Их столкновения с электронами, позитронами и нейтрино вели к взаимным превращениям протонов и нейтронов: $p + e^+ \rightleftharpoons p + \bar{\nu}_e$, $p + e^- \rightleftharpoons n + \nu_e$. В ходе дальнейшего расширения Вселенной концентрация нейтронов N_n уменьшалась

в соответствии с *Больцмана распределением* $N_n/N_p \sim \exp(-\Delta Mc^2/kT)$ (N_p — концентрация протонов, ΔM — разность масс покоя нейтрона и протона), одновременно росла доля протонов. Темп-ра снижалась. Нейтроны n соединялись с протонами p , образуя дейтерий D : $n + p \rightarrow D + \gamma$.

Энергии тепловых фотонов уже не хватало для расщепления дейтерия и др. ядер, преобладал процесс синтеза, поэтому шло накопление ядер и протекали дальнейшие реакции:



(T — тритий). Нестабильный тритий распадается, превращаясь в ${}^3\text{He}$ с периодом полураспада $\approx 12,3$ года. Реакции (*) определили хим. состав дозвёздного (см. *Происхождение химических элементов*) вещества: 75—78% водорода, 25—22% гелия (по массе) и заметно меньшие количества дейтерия, гелия-3 и лития-7. Спектр. анализ хим. состава звёзд и туманностей в нашей Галактике показывает, что наблюдаемое обилие гелия хорошо согласуется с предсказаниями М. г. В. Везде наблюдается более высокое (по сравнению с предсказаниями модели) обилие гелия, что вполне естественно, ведь гелий синтезируется также в звёздах *главной последовательности* и это увеличивает его обилие по сравнению с первичным. Важнейшее значение имеют расчёты обилия первичного дейтерия. Это обилие чрезвычайно чувствительно к плотности барионов (суммарная масса барионов в ед. объёма) в период ядерных реакций, к-рая пропорциональна совр. ср. плотности барионов во Вселенной ρ_m (рис. 2). Чем выше была плотность барионов, тем более эффективно дейтерий выгорал в реакциях (*), превращаясь в гелий. Наблюдения УФ-линий поглощения дейтерия в спектрах ярких горячих звёзд привели к обнаружению межзвёздного дейтерия (рис. 3). Поскольку дейтерий не синтезируется в звёздах (в их недрах он очень быстро выгорает), то наблюдаемый дейтерий явл. первичным и свидетельствует о том, что Вселенная действительно прошла через горячую стадию, когда темп-ра достигала 10^8 — 10^9 K. Обилие межзвёздного дейтерия столь высоко ($\approx 3 \cdot 10^{-5}$), что согласуется лишь с

$\rho_m \approx (1-3) \cdot 10^{-31} \text{ г/см}^3$ (рис. 2), что в десятки раз меньше критич. плотности $\rho_c = 3H_0^2/8\pi G \approx 5 \cdot 10^{-30} (H_0/50 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \times \text{Мпк}^{-1})^2 \text{ г/см}^3$, H_0 — постоянная Хаб-

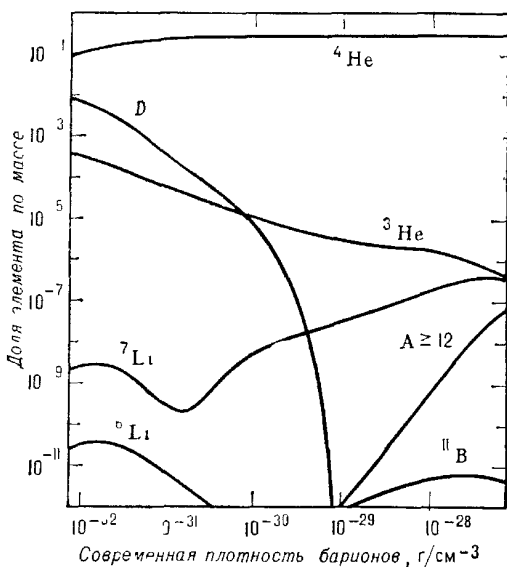


Рис. 2. Зависимость первичного обилия элементов от современной плотности барионов во Вселенной (согласно расчетам в рамках модели горячей Вселенной). A — массовое число.

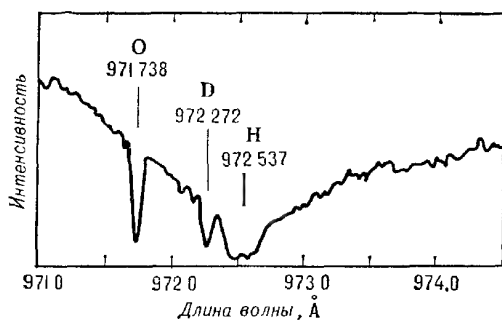


Рис. 3. Межзвездные линии поглощения вблизи центра широкой линии водорода L_{β} (центр линии — 972,537 Å) в спектре звезды β Cen.

бла (см. *Космология*) Напомним, что если ср. плотность материи во Вселенной ρ больше ρ_c , то Вселенная замкнута и расширение со временем сменится сжатием. При $\rho \leq \rho_c$ расширение Вселенной будет продолжаться неограниченно. Показательно, что плотность видимого (светящегося) вещества, входящего в звезды и явно

состоящего из барионов, также в десятки раз меньше ρ_c . Но в ρ могут давать вклад не только вещество звезд, но и излучение, межгалактич. газ, слабовзаимодействующие элементарные частицы; известны аргументы в пользу существования *скрытой массы* (невидимой) в галактиках, их гало, в скоплениях галактик. Скрытой массы может быть в десятки раз больше, чем светящейся, входящей в звезды главной последовательности. Данные об обилии межзвездного дейтерия позволяют утверждать, что ни межгалактич. газ, ни слабосветящиеся звезды, ни мертвые звезды (белые карлики, нейтронные звезды и черные дыры), ни планеты — ничто состоящее из барионов, привычного нам вида вещества, не может сделать мир замкнутым и давать осн. вклад в скрытую массу и в ρ . Вклад полной плотности энергии излучения ρ_r в ρ ($\rho_r = \rho_r/c^2 = \sigma T_r^4/c^2$, T_r — темп-ра микроволнового фонового излучения) также мал (ρ_r в тысячи раз меньше ρ_c). Широкое распространение получила точка зрения, что главный вклад в ρ дают слабовзаимодействующие элементарные частицы, обладающие малой, но конечной массой покоя. Осн. кандидат на роль такой частицы — нейтрино (возможны и др. кандидаты). Экспериментальная физика элементарных частиц дает важные аргументы в пользу существования массы покоя нейтрино $\approx 30 \text{ эВ}$ и оставляет открытым вопрос о существовании др. слабовзаимодействующих частиц с малой, но конечной массой. Совр. концентрация таких частиц должна быть порядка концентрации фотонов и на девять-десять порядков должна превышать концентрацию барионов (10^{-7} см^{-3}). Даже при ничтожной массе покоя $m \approx 10-30 \text{ эВ}$ (меньше 10^4 массы электрона) они должны обеспечивать $\rho \approx \rho_c$. Наличие у таких частиц конечной массы покоя m ни в коей мере не сказывается на обилии дейтерия и гелия, т. к. в период ядерных реакций $mc^2 \ll kT_r \sim 100 \text{ кэВ}$. В то время частицы (нейтрино?) были ультрарелятивистскими и давали малый вклад ρ в ρ , определяемую в тот период излучением. При понижении темп-ры плотность энергии газа ультрарелятивистских частиц падает так же, как и плотность энергии излучения: $\sim T_r^4$ (концентрация частиц N убывает как T_r^3 , а ср. энергия части-

цы как T_r). Плотность энергии газа нерелятивистских частиц $mc^2 N \sim T_r^3$, т. е. убывает значительно медленнее. Частицы с массой порядка 30 эВ стали нерелятивистскими при темп-ре $T_r \sim 10$ эВ $\approx 10^5$ К. Начиная с этого момента их вклад в ρ быстро нарастал и при $kT_r \sim 1$ эВ $\approx 10^4$ К стал доминирующим.

После периода ядерных реакций ионизованные водород и гелий еще долго находились в равновесии с излучением. Лишь после снижения темп-ры до ≈ 4000 К произошла рекомбинация электронов и протонов и образовались атомы нейтрального водорода, которые уже не могли быть ионизованы излучением с такой низкой температурой.

Практически до периода рекомбинации излучение давало главный вклад в ρ , т. е. Вселенная была радиационно-доминированной. Уже при $T_r \sim 10^3$ К барионы давали вклад в ρ , сравнимый с ρ_r . В дальнейшем при меньших темп-рах их вклад становится больше, чем вклад излучения. На радиационно-доминированной стадии излучение определяло темп расширения Вселенной и существовала простая связь между T_r и временем t с начала расширения: $t = 3 \cdot 10^{20} / T_r^2$ (с). При $T_r \gtrsim 10^{12}$ К в равновесии было много видов элементарных частиц и эта связь не была столь простой.

После рекомбинации водорода Вселенная стала прозрачной для излучения, влияние вещества на спектр и угловое распределение излучения практически прекратилось. В период падения температуры излучения от $4 \cdot 10^3$ К до неск. десятков К Вселенная являла собой скучную картину практически однородного нейтрального газа и моря фотонов и нейтрино. И лишь на самой поздней стадии рост первичных возмущений плотности, обусловленный гравитационной неустойчивостью, привел к образованию крупномасштабной структуры Вселенной, скоплений галактик, квазаров и т. д. со взрывами, мощным оптич., рентг. и радиоизлучением, ускорением космич. лучей и т. п.

Широко обсуждаются две осн. модели первичных возмущений плотности адиабатич. и энтропийные возмущения. Адиабатич. возмущения на ранней стадии представляли собой возмущения

как излучения, так и вещества. Пока длина волны возмущения l была больше горизонта ct , амплитуда возмущений $\Delta\rho/\rho$ на радиационно-доминированной стадии росла $\sim (1+z)^{-2}$, где z — космологич. красное смещение. Затем вплоть до периода рекомбинации при $z \approx 1500$ адиабатич. возмущения представляли собой стоячие звуковые волны. В малых масштабах, соответствующих массе, охваченной возмущением, $M \sim \rho(l/2)^3 \lesssim 10^{13} - 10^{14} M_\odot$, лучистая вязкость и теплопроводность приводили к затуханию возмущений. Т. о., к периоду рекомбинации сохранилась лишь длинноволновая часть спектра первичных адиабатич. возмущений плотности. Джинсовская длина волны $l_{дж}$ на дорекомбинац. стадии была близка к горизонту, поэтому возмущения росли лишь в масштабах, превышающих горизонт. В меньших масштабах возмущения представляли собой стоячие звуковые волны. После рекомбинации Вселенная стала прозрачной для излучения, резко упали

скорость звука (от $\sim c/\sqrt{3}$ на дорекомбинац. стадии до $\approx \sqrt{2kT/m_H} \approx 10^6$ см/с, m_H — масса атома водорода) и джинсовская масса $M_{дж} = \rho(l_{дж}/2)^3$ (от $10^{16} - 10^{17} M_\odot$ до $10^5 M_\odot$). Вновь становится возможным рост возмущений плотности во всех масштабах, превышающих $10^5 M_\odot$. Возмущения растут до тех пор, пока их значение не достигнет $\Delta\rho/\rho \sim 1$, когда начинается нелинейная стадия и становится возможным выделение гравитационно связанных объектов. Согласно модели адиабатич. возмущений, из-за затухания коротковолновых возмущений первыми должны были образоваться объекты с массой $M \sim 10^{13} - 10^{14} M_\odot$, формируя характерную сетчатую структуру, сверхскопления и скопления галактик. В сгущениях плотности сформировались галактики. Образование скоплений галактик, квазаров, галактик сопровождалось сильным энерговыделением, формированием ударных волн, сильным УФ-излучением, что привело к вторичному разогреву и ионизации межгалактич. газа.

Рост возмущений плотности на послерекомбинац. стадии зависит от ρ . В плоском мире ($\Omega = \rho/\rho_c = 1$) возмущения растут по закону $\Delta\rho/\rho \sim t^{2/3} \sim (1+z)^{-1}$ и с момента рекомбинации к настоящему времени успевают вырасти в $\sim 10^3$ раз (кривая II на рис. 4).

В открытом мире ($\Omega < 1$) рост возмущений сильно замедлен. Так, при $\Omega = \Omega_m = 0,03$ (прибл. такой величине $\Omega_m \equiv \rho_m/\rho_c$ соответствуют данные об обилии межзвёздного дейтерия) возмущения плотности успевают вырасти лишь в 10 раз со времени рекомби-

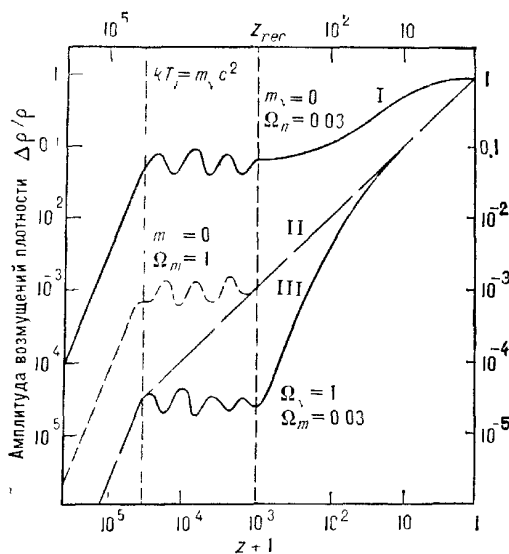


Рис. 4. Рост адиабатических возмущений плотности во Вселенной (масштаб возмущения превышает масштаб затухания и меньше масштаба горизонта на момент рекомбинации). Верхняя кривая — поведение возмущений в открытом мире с $m_\nu = 0$ и $\Omega = \Omega_m = 0,03$. Этот вариант противоречит наблюдениям флуктуаций реликтового излучения. Средняя кривая — эволюция возмущений в плоском мире $\Omega = \Omega_m = 1$ и $m_\nu = 0$. Этот вариант противоречит данным об обилии межзвёздного дейтерия. Нижняя кривая соответствует случаю, когда нейтрино с $m_\nu = 30$ эВ определяют плотность вещества во Вселенной ($\Omega \approx \Omega_\nu = 1$), а плотность барионов мала. Этот вариант согласуется как с данными об обилии межзвёздного дейтерия, так и с данными наблюдений флуктуаций микроволнового фона.

нации по настоящее время (кривая I на рис. 4). Т. о., если осн. вклад в ρ дают барионы (т. е. $\rho \approx \rho_m$), то (поскольку в настоящее время $\Delta\rho/\rho > 1$) в период рекомбинации значение $\Delta\rho/\rho$ должно быть больше 0,1. Однако этому противоречит малость амплитуды флуктуаций реликтового излучения, свидетельствующая о малости возмущений плотности в период рекомбинации ($\Delta\rho/\rho \lesssim 10^{-3}$). Следовательно, с момента рекомбинации возмущения должны вырасти в $\sim 10^3$ раз (а для этого необходимо $\rho \approx \rho_c$, т. е. $\Omega \approx 1$). Именно

эти аргументы укрепляют веру специалистов в области космологии в существование слабозаимодействующих маломассивных частиц (нейтрино?), определяющих ср. плотность вещества во Вселенной и делающих её близкой к критической ($\Omega \approx \Omega_\nu \equiv \rho_\nu/\rho_c \sim 1$).

Закон роста возмущений плотности при доминирующей роли нейтрино приведён на рис. 4. Отметим два важнейших обстоятельства. Возмущения в газе нейтрино также эффективно затухают в малых масштабах; масса в пределах масштаба затухания обратно пропорциональна квадрату массы нейтрино m_ν и близка к $10^{15} M_\odot$ для $m_\nu c^2 = 30$ эВ.

Возмущения в газе нейтрино в масштабе меньшем горизонта растут начиная с момента, когда нейтрино становятся нерелятивистскими, т. е. $m_\nu c^2 \approx kT_\nu$ (T_ν — темп-ра газа нейтрино). Возмущения в газе нейтрино с $M > 10^{15} M_\odot$ растут всё время (штрих-пунктир на рис. 4). Возмущения в веществе начинают расти лишь после рекомбинации, но быстро подравниваются под возмущения в газе нейтрино (кривая III на рис. 4).

В случае энтропийных возмущений на начальной стадии возмущения представляют собой неоднородности в распределении барионов на фоне однородного поля излучения. Рост возмущений начинается только на стадии после рекомбинации. Затухание существует лишь в масштабах с $M < 1 M_\odot$. Поэтому, согласно этой модели, первыми должны образоваться объекты с массой порядка джинсовской на послерекомбинационной стадии ($M_{\text{дж}} \approx 10^5 M_\odot$), края близка к массе шаровых скоплений.

Отметим, что во временной шкале рекомбинация прошла, когда возраст Вселенной составлял миллионы лет, а процесс образования крупномасштабной структуры начался ещё через миллиард лет. Наблюдаемая же картина со звёздами, галактиками и квазарами возникла и развивается уже десять миллиардов лет.

Р. А. Сюняев.
МОДЕЛЬ ИНФЛЯЦИОННОЙ ВСЕЛЕННОЙ — гипотеза о физ. состоянии и законе расширения очень ранней Вселенной (когда её темп-ра превышала 10^{28} К, см. *Космология*). М. и. В., основанная на совр. теории элементарных частиц и квантовой теории поля, привлекается для объяснения причин пер-

воначального расширения Вселенной и св-в совр. наблюдаемого мира, являющихся исходными и постулируемыми в стандартной («горячей») космологич. модели. В рамках стандартной модели предполагается, что в прошлом Вселенная была с большой точностью однородной и изотропной, а её динамич. эволюция на всём интервале времени t от планковской эпохи ($t_{пл} \approx 10^{-43}$ с, $T_{пл} \approx 10^{32}$ К, $\rho_{пл} \approx 10^{93}$ г/см³) и вплоть до эпохи рекомбинации определялась ур-нием состояния, близким к $p = \varepsilon/3$ (p — давление, ε — плотность энергии). Масштабный фактор $R(t)$ изменялся на указанном интервале времени по закону $R(t) \sim t^{1/2}$, а затем, вплоть до наших дней, по закону $R(t) \sim t^{2/3}$, соответствующему ур-нию состояния $p \ll \varepsilon = \rho c^2$ (ρ — плотность вещества). Стандартная космологич. модель хорошо описывает всю совокупность данных наблюдений, однако нек-рые св-ва совр. Вселенной оставляет без объяснения.

Первое из таких св-в — крупномасштабная однородность и изотропия Вселенной. Размер l_0 области Вселенной, охваченной наблюдениями, по порядку величины совпадает с т. н. хаббловским расстоянием $r_H = c/H_0 \approx 10^{28}$ см (H_0 — постоянная Хаббла). Др. словами, можно наблюдать участки мира (условно говоря, частицы), находящиеся сейчас друг от друга на расстоянии $l \lesssim l_0$. Расстояние между этими частицами, изменяясь пропорционально $R(t)$, в прошлом было меньше. В планковскую эпоху оно составляло, согласно стандартной модели, $l' = l_0 R(t_{пл})/R(t_0) \approx \approx 10^{-3}$ см. Между тем, в ту эпоху размер причинно-связанной области (размер *горизонта*) определялся всего лишь расстоянием $l_{пл} = ct_{пл} \approx 10^{-33}$ см (планковское время $t_{пл} \approx 10^{-43}$ с). Следовательно, в интересующем нас объёме содержалось огромное число ($\sim 10^{90}$) таких областей, причинная связь между к-рыми отсутствовала. Чтобы обеспечить однородность и изотропию во всём охваченном совр. наблюдениями объёме Вселенной, приходится постулировать, что в планковскую эпоху во всех указанных областях существовали одинаковые начальные условия. Это рассуждение касается начальных условий в ненаблюдаемую планковскую эпоху, являющуюся к тому же границей применимости совр. физ. теорий. Однако аналогичные выводы получают-

ся и из рассмотрения более поздних, фактически наблюдаемых эпох, напр. эпохи рекомбинации. Действительно, фотоны реликтового излучения, приходящие к нам с направлений, разделённых всего лишь неск. градусами дуги, испытали последнее рассеяние при взаимодействии с элементами первичной плазмы, между к-рыми не успела, согласно стандартной модели, установиться причинная связь за всё время их существования от $t = t_{пл}$ и даже от $t = 0$. Следовательно, нет оснований ожидать, что они обладают одинаковыми св-вами. Тем не менее, темп-ра реликтового излучения, приходящего с разных направлений, с большой точностью ($\sim 10^{-4}$) одинакова, что говорит об одинаковости условий в этих элементах плазмы. Т. о., наблюдения определённо свидетельствуют об однородности и изотропии Вселенной, хотя причины возникновения этих св-в остаются невыясненными.

Второе св-во состоит в сравнительной близости наблюдаемого значения параметра $\Omega = \rho/\rho_c$ к единице (ρ_c — критич. плотность вещества, равная для совр. эпохи $\approx 5 \cdot 10^{-30}$ г/см³). Согласно оценкам, совр. значение $\Omega = \Omega_0$ лежит в пределах $0,03 < \Omega_0 < 2$. Это означает, что радиус пространственной кривизны мира (имеющий тот или иной знак в зависимости от значения Ω : $\Omega > 1$ или $\Omega < 1$) не может быть существенно меньше хаббловского расстояния. Вполне возможно, что $\Omega = 1$, и мир плоский (кривизна пространства равна нулю). Из ур-ний динамики следует, что даже если параметр Ω для совр. эпохи и не равен единице, но лежит в указанных пределах, то, являясь ф-цией времени, он в прошлом был тем ближе к единице, чем более ранняя эпоха рассматривается. Считая значение Ω , заданное, напр., в планковскую эпоху, начальным условием, приходится постулировать, что в ту эпоху с колоссальной точностью ($\sim 10^{-60}$) выполнялось равенство $\Omega(t_{пл}) = 1$. К моменту $t = 1$ с изменение значения Ω не могло быть большим: $\Omega = 1 \pm 10^{-8}$. Др. словами, с огромной точностью должен выдерживаться баланс между кинетич. и потенц. энергиями расширяющегося вещества. В противном случае в совр. эпоху значение Ω не было бы заключено в указанных выше пределах.

Наконец, третье св-во Вселенной, к-рое не нашло ещё полного объясне-

ния, есть её характерная структура в виде галактик и их скоплений. Образование такой структуры из первичных малых возмущений плотности возможно только при определённой амплитуде и форме спектра первичных возмущений. Эти параметры в рамках стандартной модели также приходится постулировать.

Гипотеза инфляц. Вселенной предполагает отказ от закона расширения $R(t) \sim t^{1/2}$ в модели горячей Вселенной на определённом этапе эволюции очень ранней Вселенной. Согласно М. и В., на этапе, предшествующем образованию барионного заряда (см. *Барионная асимметрия Вселенной*), расширение происходило по закону, близкому к $R(t) \sim (1/H) \exp(Ht)$. Константа H есть постоянная Хаббла инфляц. стадии расширения, её значение заключено в пределах $10^{42} \text{ с}^{-1} > H > 10^{36} \text{ с}^{-1}$, т. е. оно гигантски превосходит совр. значение постоянной Хаббла. Этот закон расширения может быть обеспечен такими состояниями физ. полей, к-рые соответствуют ур-нию состояния $p = -\varepsilon$, т. е. отрицат. давлению. Упомянутую стадию расширения наз. инфляционной потому, что на ней масштабный фактор и вместе с ним физ. расстояние между любой парой точек увеличивается, а плотность энергии ε остаётся постоянной [см. ур-ние (10) в ст. *Космология*]. Такое необычное поведение оказывается возможным лишь при отрицат. давлении. Состояние с положит. энергией и отрицат. давлением неустойчиво. В ходе дальнейшей эволюции энергия ε поля, обусловившего инфляц. стадию расширения Вселенной, превращается в энергию обычных частиц. Вещество и излучение приобретают высокую темп-ру и Вселенная переходит на радиационно-доминированный режим расширения $R(t) \sim t^{1/2}$. При достаточной длительности инфляц. стадии весь охваченный наблюдениями объём Вселенной оказывается результатом расширения единственной причинно-связанной области доинфляц. эпохи. Хотя это обстоятельство само по себе ещё не гарантирует совр. крупномасштабную однородность и изотропию, но создаёт необходимые предпосылки для её реализации, т. к. исходную причинно-связанную область естественно считать однородной и изотропной. Наряду с этим на инфляц. стадии

радиус пространств. кривизны увеличивается настолько, что совр. значение Ω автоматически оказывается весьма близким к единице. Важным достоинством М. и В. явл. возможность возникновения флуктуаций плотности с определёнными амплитудой и формой спектра (т. н. плоский спектр возмущений). Такой спектр допускает последующее образование из возмущений наблюдаемой структурности Вселенной и вместе с тем сохраняет крупномасштабную однородность и изотропию. Возникновение возмущений плотности происходит примерно по тем же причинам, что и рождение частиц в интенсивном гравитац. поле очень ранней Вселенной. Согласно ряду теоретич. работ, М. и В. позволяет также справиться с трудностями в теории поля, вызывающего инфляц. стадию расширения. Напр., удаётся показать, что число таких экзотич. частиц, как магнитный монополь, не может быть велико (этот вывод согласуется с наблюдениями). Содержащийся в М. и В. подход к решению проблем космологии, указанных вначале, делает эту модель весьма привлекательной. Можно думать, что в космологии в той или иной форме идея расширения по экспоненциальному закону как важной стадии эволюции Вселенной сохранится. Кроме того, можно сказать, что М. и В. предлагает также ответ на вопрос, почему расширяется Вселенная. Ответ состоит в том, что при достаточно большом отрицат. давлении (в частности, при $p = -\varepsilon$), согласно общей теории относительности, гравитац. сила имеет знак, противоположный обычному [см. ф-лу (12) в ст. *Космология*]. В этом случае гравитация вызывает взаимное отталкивание частиц, помещённых в поле с $p = -\varepsilon$. Расширению на инфляц. стадии соответствует ускоренное удаление частиц друг от друга, т. к. ускорение $\frac{d^2(Ae^{Ht})}{dt^2} = +H^2 Ae^{Ht}$ положительно, а расширение на радиационно-доминированной стадии — замедленное, т. к. ускорение $\frac{d^2(BV\bar{t})}{dt^2} = \frac{1}{4} \frac{B}{V\bar{t}^3}$ отрицательно (здесь $A > 0$ и $B > 0$ — константы).

Лит. Зельдович Я. Б., Почему расширяется Вселенная, «Природа», 1984, № 2, с. 66; Линде А. Д., Взадувающаяся Вселенная, «УФН», 1984, т. 144, в. 2, с. 177.
Л. П. Грищук, Я. Б. Зельдович.

МОЛЕКУЛЫ в межзвёздной среде. Межзвёздный газ состоит пре-

имущественно из атомов или ионов водорода (ок. 70% общей массы) и гелия (ок. 28%). Атомы и ионы др. элементов, а также М. составляют незначит. примесь (ок. 2%), хотя и играют важную роль в физ. и хим. процессах, протекающих в межзвёздной среде. В астрофизике М. обычно наз. любую частицу из двух и более атомов, соединённых в одно целое хим. связями. М. могут иметь различный изотопный состав (см. *Изотопы*). Подавляющее большинство М. (табл.) было открыто после 1970 г.

Молекулы в межзвёздной среде

Двухатомные H_2 , HD, H_2^+ CH , CH^+ , $^{13}CH^+$ OH , ^{17}OH , ^{18}OH C_2 , CN, NO CO , ^{13}CO , $C^{17}O$, $^{13}C^{18}O$ CS , ^{13}CS , $C^{33}S$, $C^{34}S$ SiO , ^{29}SiO , ^{30}SiO SO , ^{34}SO NS SiS Трёхатомные H_2O , HDO, $H_2^{18}O$ C_2H HCN , DCN, $H^{13}C^{15}N$, $HC^{15}N$ HNC , DNC, $HN^{13}C$, $H^{15}NC$ HCO , HCO^+ , DCO^+ , $H^{13}CO^+$, $HC^{18}O^+$, HOC^+ , HCS^+ N_2H^+ , N_2D^+ , H_2S , HNO , OCS, SO_2 , O_3 , NaOH Четырёхатомные NH_3 , NH_2D , $^{15}NH_3$ C_2H_2 H_2CO , HDCO, $H_2^{13}CO$, $H_2C^{18}O$ $HNCO$, H_2CS , C_3N , HNCS	Пятиатомные CH_4 , CH_3NH , CH_3CO , NH_2CN , $HCOOH$, C_2H , HC_3N , $H^{13}CC_2N$, $HC^{13}CCN$, $HCC^{13}CN$, DC_3N Шестиатомные CH_3OH , $^{13}CH_3OH$, CH_3OD , CH_3CN , NH_2CHO , $NH_2^{13}CHO$, CH_3SN Семиатомные CH_3NH_2 , CH_3NHD , CH_3C_2H , CH_3CHO , CH_2CHCN , HC_5N , DC_5N Восьмиатомная $HCOOCH_3$ Девятиатомные CH_3CH_2OH , $(CH_3)_2O$, CH_3CH_2CN , HC_7N Одиннадцатиатомная HC_9N Тринадцатиатомная $HC_{11}N$
---	--

методами радиоастрономии. Надёжно отождествлено ок. 90 видов М. (с учётом М. различного изотопного состава), в т. ч. большое количество органич. М., содержащих до 13 атомов.

Первые М. (CH , CH^+ , CN) были обнаружены на рубеже 40-х гг. 20 в. по линиям поглощения в спектрах звёзд, обусловленным электронными переходами. У большинства др. М. электронные переходы дают линии в дальней УФ-области спектра, для к-рой земная атмосфера совершенно непрозрачна,

поэтому в последующих открытиях М. важную роль сыграли внеатмосферные наблюдения с ракет и ИСЗ. В частности, они привели к открытию в 1970 г. М. H_2 . Теоретически было предсказано, что в достаточно плотных облаках межзвёздного газа М. H_2 должны быть многочисленны. Наблюдения и детальный теоретич. анализ показали, что отношение концентраций n_{H_2}/n_H зависит от плотности облака и его размеров: при концентрациях $n_H \gtrsim 100-1000 \text{ см}^{-3}$ и размерах $\gtrsim 1$ пк водород внутри облака оказывается преимущественно в молекулярной форме. К сожалению, из-за сильного поглощения пылью наиболее плотные облака ненаблюдаемы в УФ-линиях H_2 : слишком слабым оказывается непрерывный спектр расположенных за ними звёзд и линии поглощения H_2 в нём не видны.

Детальное изучение межзвёздных М. стало возможным только с развитием радиоастрономии. В коротковолновый радиодиапазон попадают спектр. линии, обусловленные переходами между вращательными уровнями энергии нек-рых М., а также переходами между подуровнями, существующими у М. благодаря расщеплению вращательных уровней (инверсионное удвоение уровней в молекулах NH_3 , Δ -удвоение в OH и CN и т. п.). На принципиальную возможность наблюдения межзвёздных М. в радиодиапазоне обратил внимание И. С. Шкловский ещё в 1949 г., но лишь в 1963 г. впервые удалось зарегистрировать в радиодиапазоне линии OH ($\lambda \approx 18 \text{ см}$). Четыре радиолнии OH вблизи этой длины волны наблюдаются как в поглощении, так и в эмиссии во многих областях Галактики и свидетельствуют о чрезвычайно разнообразии физ. условий в этих областях. Во многих разреженных межзвёздных облаках интенсивности этих четырёх линий имеют норм. отношение (как при термодинамическом равновесии), это позволяет уверенно определить содержание М. OH по отношению к водороду (оно варьирует в отдельных облаках от 10^{-7} до 10^{-4}). Сравнение ширины линий OH с пиринами радиолнии водорода 21 см для тех же облаков позволяет вычислить кинетич. темп-ру газа. Она равна 5—100 K.

Особый интерес вызывают компактные (размером $\sim 10-100 \text{ а. е.}$) источники эмиссионных линий OH с резко неравновесными отношениями интенсив-

ностей линий и огромными значениями самих интенсивностей (см. *Мазерный эффект*). Мазерную природу имеет также излучение в радиолинии 1,35 см молекулы H_2O , наблюдаемое от тех же областей Галактики. Ряд факторов свидетельствует о том, что в этих областях образуются новые поколения звёзд и что мазерное излучение OH и H_2O возбуждается в непосредств. окрестностях очень молодых звёзд, ещё окружённых остатками исходного газопылевого облака (см. *Звездообразование*). Несколько менее интенсивное мазерное излучение молекул OH , H_2O , а также SiO наблюдается от сильно проэволюционировавших звёзд-гигантов и сверхгигантов с низкой поверхностной температурой и долгопериодич. вариациями блеска. Оно возникает в истекающих оболочках и очень протяжённых атмосферах этих звёзд.

Наиболее распространённые M. H_2 не имеют линий в радиодиапазоне, однако их концентрацию определяют по M.CO , т. к. и теория, и наблюдения свидетельствуют о том, что *обилие* межзвёздной окиси углерода $n_{\text{CO}}/n_{\text{H}_2}$ постоянно в очень широком интервале физ. условий и близко к $6 \cdot 10^{-5}$.

Осн. радиолиния CO на длине волны 2,6 мм оказалась наиболее удобным «инструментом» для исследования пространств, структуры, распределения в Галактике и физ. характеристик плотных молекулярных облаков. Исследования показали, что молекулярные облака CO сильно концентрируются в кольцевой зоне в 4—8 кпк от *галактического центра*. Не менее 80—90% массы межзвёздного газа сосредоточено здесь в неск. тысячах гигантских облаков молекулярного водорода, массы к-рых достигают 10^5 — $10^6 M_\odot$, ср. плотности $\sim 200 \text{ см}^{-3}$, диаметры 20—80 пк. Распределение молекулярных облаков в Галактике тесно коррелирует с распределением горячих молодых звёзд, ярких областей ионизованного водорода и др. объектов населения галактич. диска (см. *Галактика*). Сопоставление результатов наблюдений в радиолинии CO с наблюдениями др. методами позволяет выяснить физ. условия в областях звездообразования. Теоретич. модели конденсации звёзд из разреженного газа указывают на важную роль M. H_2 и CO в процессе конденсации облаков и их распада на более мелкие сгустки, дающие начало звёздным ассоциациям.

M. способствуют охлаждению облаков, т. к. они излучают относительно легко выходящие из облака фотоны, к-рые рождаются при переходах между вращательными уровнями M. , возбуждаемых при столкновениях. Охлаждение способствует *гравитационному коллапсу* облака. Кроме того, при хим. превращениях в облаке могут возникнуть тепловые и динамич. неустойчивости, к-рые в свою очередь могут «включить» *гравитационную неустойчивость*, приводящую к сжатию облака как целого и к его фрагментации. О фрагментации молекулярных облаков, их клочковатой структуре, определённо говорят наблюдения в радиолиниях аммиака NH_3 ($\lambda = 1,25 \text{ см}$).

Первая органич. M. , формальдегид (H_2CO), была обнаружена в 1969 г. Её наиболее часто наблюдаемая радиолиния с $\lambda = 6,2 \text{ см}$ почти всегда видна в поглощении, даже в тех случаях, когда за молекулярным облаком нет никаких радиоисточников с непрерывным спектром. M. формальдегида в этом случае могли бы поглощать лишь фотоны *микроволнового фонового излучения*, но его темп-ра $\approx 3\text{K}$. Поскольку кинетич. темп-ра в молекулярных облаках заведомо выше 3K (это следует из наблюдений OH , NH_3 и др. M.), то неизбежен вывод о неравновесной заселённости нижних энергетических уровней молекулы H_2CO .

Замечательной особенностью молекулярного состава наиболее плотных молекулярных облаков явл. преобладание органич. соединений. Обнаружены представители неск. классов типичных органич. соединений — альдегидов, спиртов, простых и сложных эфиров, карбоновых кислот, амидов кислот. Многие из этих соединений (HCN , CH_2NH , CH_3NH_2 и др.) известны как активный исходный материал для образования важнейших предбиологич. молекул — аминокислот и азотистых оснований, что позволяет с уверенностью говорить об универсальности путей органич. синтеза во Вселенной. Действительно, органич. состав молекулярных облаков весьма напоминает состав богатых органикой *метеоритов* — углистых хондритов, а также типичные составы органич. смесей, синтезируемых в лабораториях из простых соединений путём активации жёстким излучением, электрич. разрядом, ударными волнами и т. п.

Методы радиоастрономии оказались особенно удобными для изучения изотопного состава межзвёздных облаков, т. к. частоты вращательных переходов молекул особенно чувствительны к изотопным замещениям атомов и, к тому же, в радиодиапазоне достигается наилучшее разрешение по частоте. Напр., частоты осн. вращательных переходов молекул ^{12}CO и ^{13}CO (между уровнями с квантовыми числами $J = 1$ и $J = 0$) различаются на 5 ГГц, что в тысячи раз превосходит обычные ширины линий (~ 1 МГц), а также спектр. разрешение аппаратуры, к-рое обычно ещё выше. Как видно из табл., наблюдались М., содержащие различные изотопы Н, С, N, О, S, Si. Изучение изотопного состава межзвёздной среды в различных областях Галактики позволяет проверить правильность существующих теорий образования и эволюции хим. элементов во Вселенной.

Концентрации М. в межзвёздной среде определяются кинетикой процессов их образования и разрушения. М. могут образоваться в результате хим. реакций в газовой среде либо реакций на поверхности твёрдых пылинок непосредственно в облаках, но могут поступать сюда и в готовом виде из атмосфер и оболочек холодных звёзд (благодаря *звёздному ветру*), где условия для их образования несколько более благоприятны. М. H_2 почти наверняка образуются на поверхности пылинок. Столкновения ионов с молекулами приводят к ионно-молекулярным реакциям и синтезу более сложных молекул, особенно эффективному при низких темп-рах. Разрушаться М. должны гл. обр. УФ-излучением горячих звёзд и *космическими лучами*. Типичные значения обилия сложных М. $\sim 10^{-7} - 10^{-9}$.

Нек-рые М. (OH , CO , H_2O , H_2CO , HCN , NH_3 , HCO^+ , CN) обнаружены и в др. галактиках. Их обилие, пространств. распределение, спектры близки к тем, к-рые наблюдаются в Галактике. Это — ещё одно веское подтверждение материального и эволюц. единства Вселенной.

Лит.: Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Физика межзвёздной среды, М., 1979; На переднем крае астрофизики, пер. с англ., М., 1979, гл. 8, 9; Стрельницкий В. С., Межзвёздные молекулы, М., 1974; его же, Космические мазеры, «УФН», 1974, т. 113, в. 3, с. 463; его же, Межзвёздные мазеры и «антимазеры» — тепловые машины Космоса, «Земля и вселенная», 1975, № 4, с. 15. В. С. Стрельницкий.

МОЛЕКУЛЫ на звёздах. В атмосферах всех звёзд с темп-рой поверхности ниже примерно 6000 К (*спектральный класс F* и более поздние) помимо атомов и ионов присутствуют также М. Большое разнообразие М. (OH , NH , CN , CO , SiH , MgH , O_2 , C_2 , TiO и др.) наблюдается, в частности, в атмосфере Солнца, и особенно в *солнечных пятнах*. В атмосферах холодных звёзд с темп-рой поверхности 2000—3000 К (спектр. классы М, N, R, S) молекулы — доминирующий компонент. Относит. содержание различных М. в звёздной атмосфере с хорошей точностью отвечает условию термодинамич. (диссоциативного) равновесия и определяется термодинамич. константами этих молекул (в первую очередь, энергией *диссоциации*), полным давлением газа, его темп-рой и относит. содержанием хим. элементов. Оно не зависит от конкретных хим. реакций, протекающих в газе. Так, наблюдаемые сильные различия молекулярных составов звёзд классов М и R, N определяются различиями в относит. содержании элементов, в первую очередь отношением содержаний О и С. Если кислорода в атмосфере больше, чем углерода, то он связывает весь углерод в очень устойчивых молекулах CO , а остаток его идёт на образование OH , H_2O , TiO . Эти молекулы имеют много полос в видимой области спектра и доминируют в спектрах звёзд класса М. Если же в атмосфере углерода больше, чем кислорода, то, наоборот, в молекулах CO связывается весь кислород, а остаток углерода идёт на образование молекул C_2 , CN , CN и нек-рых др. Полосы этих двухатомных молекул доминируют в спектрах звёзд классов R и N. В силу этих причин М-звёзды часто наз. кислородными, а R- и N-звёзды — углеродными. Расчёты на ЭВМ диссоциативного равновесия атмосфер холодных звёзд показали, что в атмосферах углеродных звёзд должны присутствовать многоатомные органич. М., такие, как HCN , C_3N , HC_3N , CH_4 . Концентрации этих М. могут даже превышать концентрации двухатомных М. CN , C_2 и CN , имеющих сильные полосы в видимой области спектра и поэтому легче обнаружимых.

Особенно много молекулярных линий и полос в ИК- и субмиллиметровой областях спектра (они отвечают колебательно-вращательным и чисто вра-

щательным переходам в М.). Нек-рые вращательные переходы, а также переходы между подуровнями специфических для М. типов расщепления *уровней энергии* (Λ -удвоение и т. п.) попадают в радиодиапазон. С освоением астрономией этих диапазонов необычайно расширились возможности изучения атмосфер и оболочек холодных звёзд. В частности, наблюдения колебательно-вращательных линий М. в ближней ИК-области спектра позволили детально исследовать структуру, кинематику и физ. параметры глубоких слоёв звёздных атмосфер. Наблюдения в радиолиниях молекул H_2O , OH , SiO , CO и др. приносят важную информацию о более высоких слоях атмосфер и о протяжённых оболочках холодных звёзд.

Здесь уже не выполняются условия диссоциативного равновесия, концентрации М. определяются кинетикой процессов их образования и разрушения. В оболочках холодных звёзд характер возбуждения энергетич. уровней может сильно отличаться от равновесного. В частности, нек-рые энергетич. уровни молекул оказываются сильно перенаселёнными, что обуславливает мазерное усиление радиоизлучения (см. *Мазерный эффект*). Мощные мазеры в радиолиниях OH , H_2O и SiO связаны со многими холодными переменными звёздами высокой светимости.

Лит.: Аллер Л. Х., Астрофизика, т. 1, пер. с англ., М., 1955; На переднем крае астрофизики, пер. с англ., М., 1979, гл. 9.

В. С. Стрельницкий,

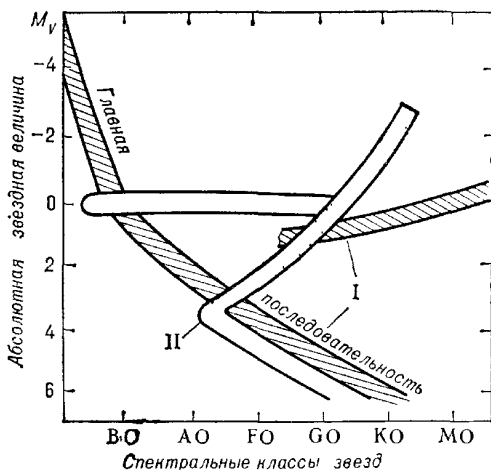
НАСЕЛЕНИЯ ЗВЁЗДНЫЕ — типы звёздного состава галактик; звёзды подразделяют на Н. з. по ряду характерных признаков: пространств. распределению, особенностям движения, положению на *Герцшпрунга — Расселла* диаграмме (д. Г.— Р.). К Н. з. первого типа (населению I) относят объекты, образующие плоскую подсистему галактик и наиболее часто встречающиеся в спиральных ветвях: звёзды спектр. классов О и В, сверхгиганты, *цефеиды*, звёзды молодых скоплений. К населению II принадлежат звёзды эллиптич. галактик, а в нашей Галактике — объекты с примерно сферически-симметричным распределением и большими (относительно Солнца) пространств. скоростями, в т. ч. субкарлики, *переменные звёзды* типа RR Лиры, *шаровые звёздные скопления*. На рис. приведены схематические д. Г.— Р. двух типов звёздного населения Галактики.

Впервые понятие о Н. з. ввёл в 40-х гг. 20 в. нем. астроном В. Бааде, основываясь на том, что д. Г.— Р. для звёзд в ядрах спиральных галактик радикально отличается от д. Г.— Р. для звёзд в окрестностях Солнца и напоминает д. Г.— Р. звёзд шаровых скоплений.

Деление на типы населения (по В. Бааде), как оказалось впоследствии, хорошо согласуется с разделением звёзд по др. признакам — кинематике, хим. составу и возрасту. Исследования Галактики показывают, что объекты населения I быстро вращаются вокруг ее центра. *Дисперсия скоростей* звёзд, относящихся к населению I, составляет $\approx 10\text{--}15$ км/с, она невелика по сравнению со скоростью их движения вокруг галактич. центра (≈ 250 км/с на расстоянии Солнца от центра Галактики). Население II, наоборот, характеризуется медленным вращением и большой дисперсией скоростей (≈ 75 км/с). Ср. металличность (содержание по массе элементов тяжелее гелия, обозначаемое Z) звёзд населения I близка к солнечной ($Z = 0,02$), в то

время как у звёзд населения II металличность в среднем на два порядка ниже. Население II явл. старым населением Галактики, возраст принадлежащих к нему звёзд ≥ 10 млрд. лет. Население I моложе, в нём не встречаются звёзды старше 10 млрд. лет и в то же время наблюдаются очень молодые образования — звёздные ассоциации, О-звёзды с возрастом $\sim 10^6$ лет.

Разделение населения галактик на два типа довольно условно. В действительности каждое из населений состоит из неск. компонентов, имеющих свои характерные особенности. Так,



Схематические диаграммы Герцшпрунга — Расселла для звёздных населений I и II.

различают молодое, промежуточное и старое население I, экстремальное и промежуточное население II.

По совр. представлениям, существование в Галактике неск. населений обусловлено её эволюцией: население II образовалось, по-видимому, на ранней фазе развития Галактики — в сферической, медленно вращающейся и сжимающейся протогалактике. Сжатие протогалактики и диссипация энергии её газового гало привели к формированию быстровращающегося газово-пылевого

диска, в к-ром затем образовались звёзды населения I. В диске Галактики звездообразование продолжается.

Лит.: Куликовский П. Г., Звездная астрономия, М., 1978. Бааде В., Эволюция звезд и галактик, пер. с англ., М., 1966.

А. Э. Пискунов.

N-ГАЛАКТИКИ (NG) — внегалактич. объекты, к-рые в оптич. диапазоне выглядят как образования с ярким звездоподобным ядром, окружённым туманной протяжённой оболочкой, а в радиодиапазоне проявляют себя как сильные протяжённые радиоисточники. Своё название они получили по первой букве латинского слова nucleus — ядро. NG были открыты в 1958 г. Б. А. Воронцовым-Вельяминовым, к 1983 г. их было известно неск. десятков, в то время как компактных галактик, не являющихся сильными радиоисточниками, открыто в сотни раз больше. Пространственная концентрация NG $\sim 10^{-6}$ Мпк⁻³, что в миллионы раз ниже концентрации норм. галактик. Малочисленность NG роднит их с квазарами и мощными радиогалактиками. Возможно, NG явл. какой-то промежуточной популяцией между квазарами и радиогалактиками или даже их промежуточной стадией эволюции (см. *Ядра галактик*). NG представляют собой гигантские эллипсоидальные звёздные системы с необычайно ярким ядром.

В оптич. диапазоне светимость NG соответствует светимости гигантских эллиптич. галактик: их ср. абс. звёздная величина $\sim -21^m$, что соответствует светимости $\sim 10^{44}$ эрг/с. Размеры центр. области NG не превышают неск. кпк, т. е. в десятки раз меньше, чем размеры норм. галактик, а значит, поверхностная яркость центральной области NG в сотни раз выше.

К гл. особенностям непрерывного оптич. излучения NG относятся его не-тепловой характер и избыточность излучения в коротковолновом диапазоне, что проявляется в аномально голубом цвете этих объектов по сравнению с обычными галактиками (голубой цвет придаёт им излучение активного ядра). Этим NG похожи на квазары и ядра нек-рых типов галактик, напр. *сейфертовских галактик*. Как и у квазаров и активных ядер галактик, у NG обнаружена переменность оптич. излучения. Характерные времена этой квазипериодич. переменности в разных объектах колеблются от неск. лет до неск. десятков лет. Это свидетельствует об относитель-

но малых размерах (< 1 пк) излучающих областей и о происходящих в них время от времени мощных процессах энерговыделения.

Все линии (как излучения, так и поглощения) в спектрах NG смещены в красную сторону. Оценки расстояний до NG, полученные в предположении космологич. природы этого *красного смещения*, приводят к величинам в десятки и сотни Мпк, т. е. к обычным межгалактич. расстояниям. Самая близкая из известных NG (3C 120) удалена от нас на 100 Мпк, а самая далёкая (3C 109) примерно на 1000 Мпк.

Наблюдаемые в спектрах NG линии излучения принадлежат ионам водорода, углерода и ряда др. элементов, что характерно для газа в обычных галактиках. Отличительной особенностью этих линий в спектрах NG явл. их большая ширина — десятки и сотни ангстрем, что соответствует *дисперсии скоростей* газа в излучающих областях в тысячи и даже десятки тысяч км/с. Такие же, и даже более широкие, линии наблюдаются обычно в спектрах квазаров и ядер сейфертовских галактик, что, по-видимому, указывает на действие мощных факторов ускорения газовых облаков в этих объектах. Линии поглощения — узкие, что доказывает звёздный характер осн. тела NG, состоящего, по-видимому, из старых звёзд, излучение к-рых вносит заметный вклад в общее излучение NG в видимых, особенно красных лучах.

Как радиоисточники NG по морфологии и виду спектров очень похожи на квазары и радиогалактики, а по интенсивности энерговыделения ($\sim 10^{43}$ эрг/с) занимают промежуточное место между ними положение. Осн. часть излучения в радиодиапазоне идёт обычно от двух протяжённых (десятки кпк) радиокомпонентов, отстоящих друг от друга часто на сотни кпк. Оптич. компонент NG расположен, как правило, между радиокомпонентами. В NG часто наблюдается менее мощный ($\sim 10^{40}$ эрг/с) переменный радиоисточник, связываемый с ядром оптич. компонента. За время активной фазы (10^7 — 10^8 лет) NG может выделить в оптич. и радиодиапазонах энергию до 10^{58} — 10^{60} эрг.

Лит. см. при статьях *Галактики* и *Сейфертовские галактики*.

Б. В. Комберг.

НЕВИДИМЫЕ СПУТНИКИ ЗВЁЗД — тела планетарных размеров и масс, окружающие вокруг нек-рых звёзд по-

добно планетам в Солнечной системе. Полагают, что массы крупнейших Н. с. з. меньше необходимой для ядерного самовозгорания водород-дейтериевой смеси и составляют 0,01—0,05 $M_{\odot}$. Образоваться такие тела могли из части вещества, не вошедшего в центральную звезду. Больше половины звёзд в Галактике образуют кратные системы

считается комплексный подход, сочетающий астрометрич. измерения и поиск теплового и нетеплового излучения от Н. с. з. (мазерные эффекты, активные магнитосферы и т. д.).

Поиск Н. с. з. важен для развития теории происхождения Солнечной системы, а также при решении проблемы внеземных цивилизаций. Проведение на-

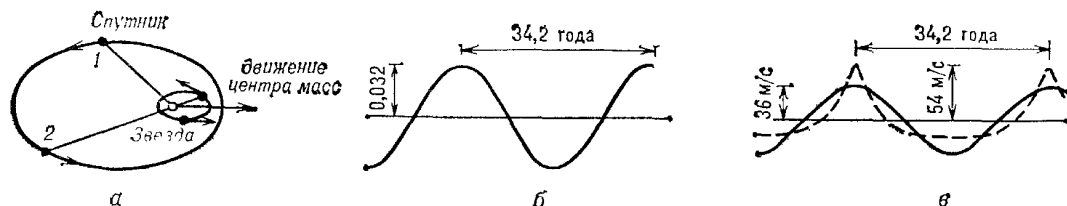


Схема движения звезды и её невидимого спутника (а). Периодические смещения (в угловых секундах) звезды с массой 0,12 $M_{\odot}$ от траектории движения центра масс (б) и вариации радиальной скорости звезды (в), к-рые может вызвать планета с массой, равной массе Юпитера, обращающаяся вокруг звезды по круговой орбите на расстоянии 5,2 а. е.; штриховая линия — эллиптическая орбита с эксцентриситетом 0,5.

(двойные, тройные и т. д.) и, по оптимистич. оценкам, до 10% звёзд могут иметь Н. с. з. На присутствие Н. с. з. могут указывать вариации спектра и периодич. смещения звезды, вызванные её обращением вокруг общего центра масс (рис.). Используя ур-ния небесной механики, можно оценить массу тёмного компонента и период его обращения. В табл. приведены оценки для нек-рых из звёзд, возможно имеющих невидимых спутников.

Звезда	Расстояние (световых лет)	Масса Н.с.з. (в массах Юпитера)	Период (годы)
Барнарда . . .	5,9	1,1; 0,8	26; 12
Лаланда 21185 . . .	8,2	20	8
ε Эриды . . .	10,8	6—50	25
61 Лебедя . . .	11,2	8	4,8
BD+43°4305 . . .	16,9	10—30	28,5

Для подтверждения этих данных и поиска маломассивных Н. с. з. необходимо повышение точности определений радиальной скорости звезды до 10 м/с, а смещения — до 0,001". В случае нескольких Н. с. з. задача однозначного определения их масс и расстояний усложняется и требует привлечения др. методов. Фотометрич. поиск маловероятного прохождения планеты по диску звезды эффективен лишь при длительном и непрерывном наблюдении большого числа звёзд. Наиболее обещающим

блюдений в космосе и ожидаемое в ближайшие годы значит. повышение точности измерений дают основание для расширения программ поиска др. планетных систем. Даже отрицат. результаты поиска — доказательство отсутствия Н. с. з. у ряда звёзд — важны для развития представлений об образовании звёзд и планет.

А. В. Витязев,

НЕЙТРИННАЯ АСТРОНОМИЯ

Содержание:

1. Введение	421
2. Космологические нейтрино	422
3. Солнечные нейтрино	422
4. Нейтрино от коллапсов звезд	423
5. Нейтрино высоких энергий	423
6. Нейтрино сверхвысоких энергий	424

1. Введение

К Н. а. относятся методы детектирования (регистрации) космич. нейтрино. Процессы в космич. объектах с участием нейтрино (Н) изучает нейтринная астрофизика.

Среди всех известных элементарных частиц Н. слабее всего взаимодействует с веществом: при энергиях Н, не превышающих 1 МэВ, Земля и почти все звёзды для них прозрачны, и лишь при энергиях выше 1 ТэВ (10^{12} эВ) земной шар становится непрозрачным для Н. Свободный пробег Н в веществе (R) тем больше, чем меньше плотность вещества или число частиц в 1 см³ (n): $R = (\sigma n)^{-1}$. Коэфф. σ , измеряемый в

см², наз. сечением взаимодействия Н с веществом. Если на детектор (Д), содержащий N частиц, падает поток Φ_N (см⁻²·с⁻¹), то число взаимодействий f в Д, происходящих за 1 с, также определяется σ : $f = \sigma N \Phi_N$. Нейтринные сечения очень быстро растут с энергией — при малых энергиях (<1 МэВ) как квадрат энергии Н, при больших (>1 ГэВ) как первая степень энергии. Поэтому в зависимости от энергии величина σ для космич. Н изменяется в очень широких пределах — от 10⁻⁴⁴ см² до 10⁻³⁴ см². Т. о., возможности Н. а. весьма неодинаковы в различных энергетич. диапазонах.

2. Космологические нейтрино

Несмотря на относительно большую концентрацию реликтовых Н в «пустом» пространстве (300—400 в 1 см³), пока нет практически осуществимого метода их детектирования (определение термин «реликтовые Н», «солнечные Н», « ν -нейтрино» и др. см. в ст. *Нейтринная астрофизика*). По-видимому, наиболее многообещающим явл. метод измерения давления на малые тела, возникающего при движении этих тел относительно газа реликтовых Н.

3. Солнечные нейтрино

Энергетич. спектр солнечных Н, представленных исключительно электронными Н, простирается от почти нулевой энергии до 14 МэВ. Известно неск. ядерных реакций, с помощью к-рых можно измерять потоки Н в этом интервале энергий: $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$ (хлор-аргоновая реакция с пороговой энергией Н $\mathcal{E}_\pi = 0,814$ МэВ), $\nu_e + {}^{71}\text{Ga} \rightarrow {}^{71}\text{Ge} + e^-$ (галлий-германиевая реакция с $\mathcal{E}_\pi = 0,233$ МэВ), $\nu_e + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Be} + e^-$ (литий-бериллиевая реакция с $\mathcal{E}_\pi = 0,862$ МэВ). Общая для всех реакций методика регистрации солнечных Н состоит в создании громадного (от десятков до тысячи т) Д из вещества мишени (хлор, галлий, литий и др.), в расположении его глубоко под землёй для защиты от фона космических лучей и в извлечении хим. методами отдельных атомов (аргон, германий, бериллий), образующихся в мишени под действием солнечных Н.

Наибольшей известностью пользуется хлор-аргоновый метод, предложенный в 1946 г. советским учёным

Б. М. Понтекорво и осуществлённый в 1967 г. амер. учёным Р. Дейвисом. Поскольку сечение этой реакции растёт квадратично с энергией Н, осн. вклад в производство аргона дают наиболее высокоэнергетические борные Н (рождённые при распаде ядра ⁸B), в то время как ν -нейтрино не регистрируются совсем. Установка Дейвиса представляет собой бак объёмом 390 тыс. л, заполненный 610 т перхлорэтилена (C₂Cl₄). Д расположен в шахте на глубине 1480 м (штат Юж. Дакота, США). Селективная облучения длится 3—4 мес. За это время ок. 40 ядер ³⁷Cl, содержащихся в перхлорэтилене Д, превращаются в ядра радиоактивного ³⁷Ar. Их извлекают из бака (пропуская пузырьки газа-носителя ³⁶Ar) и переносят в пропорциональные счётчики, где по позитронам распада ³⁷Ar $\rightarrow$ ³⁷Cl + e⁺ + ν_e измеряют их количество. С 1967 г. на установке было проведено большое количество контрольных экспериментов, доказавших, что эффективность извлечения ³⁷Ar из бака близка к 100%. Последние (1981 г.) результаты измерений дают величину скорости образования ³⁷Ar, равную $1,8 \pm 0,3$ SNU, тогда как теоретич. значение составляет $7,6 \pm 3,3$ SNU. SNU — сокращение от Solar Neutrino Unit — солнечная нейтринная единица; 1 SNU соответствует потоку Н, при к-ром в Д с 10³⁶ ядер ³⁷Cl образуется одно ядро ³⁷Ar в 1 с. Следует помнить, что измеряемой в ед. SNU величиной явл. не просто поток, а произведение потока на сечение, проинтегрированное по энергиям детектируемых Н. Наиболее вероятное объяснение этого расхождения состоит в периодическом небольшом понижении темп-ры в центре Солнца или в осцилляциях Н по пути от Солнца до Земли.

Достоинством галлий-германиевого метода, предложенного в 1964 г. В. А. Кузьминым, явл. низкий энергетич. порог реакции Н с галлием. Благодаря этому галлиевый Д может регистрировать ν -нейтрино от Солнца, а значит проверить, что энергетическое деление Солнца обязано реакции превращения четырёх протонов в ядро ⁴He. Для осуществления этого эксперимента требуется 40—50 т галлия. Галлиевые Д разрабатываются в СССР и в США. На Северном Кавказе ведётся строительство Баксанской нейтринной обсерватории, в к-рой, в частности, в наиболее глубокой подземной лаборато-

рии будет сооружён 3000-тонный хлорный Д, а в туннеле, ведущем к этой лаборатории, — 50-тонный галлиевый Д.

Литиевый Д замечателен тем, что с высокой эффективностью может регистрировать *пер*-нейтрино. Исследования литий-бериллиевого метода ведутся в СССР и США.

В будущем измерения, проведённые с тремя описанными выше типами Д, позволят измерить потоки Н, рождаемые в трёх разных реакциях, чувствительных к различным параметрам моделей Солнца.

4. Нейтрино от коллапсов звёзд

Потоки Н, генерируемые при *гравитационных коллапсах* звёзд, отличаются от солнечных Н, во-первых, большими энергиями (ср. энергия 10—15 МэВ) и, во-вторых, наличием $\bar{\nu}_e$ (солнечные Н представлены исключительно ν_e). $\bar{\nu}_e$ очень эффективно регистрируются в жидких сцинтилляционных Д. благодаря образованию позитрона в реакции $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$. Прохождение быстрого позитрона в жидком сцинтилляционном Д сопровождается световой вспышкой, регистрируемой фотоумножителями, обозревающими Д. Возможность регистрации Н от коллапсов звёзд впервые была указана Г. В. Домогацким и Г. Т. Зацепиным.

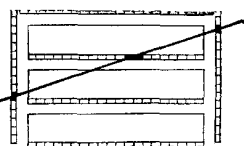
В настоящее время в режиме непрерывного наблюдения работают два нейтринных Д, к-рые могут регистрировать $\bar{\nu}_e$ от коллапсов звёзд в нашей Галактике. Один из них сооружён на Баксанской нейтринной обсерватории под руководством А. Е. Чудакова. Д состоит из 3450 сцинтилляционных счётчиков размером 0,7 м × 0,7 м × 0,3 м каждый, заполненных 105 кг жидкого сцинтиллятора CH_2 . Каждый счётчик просматривается одним фотоумножителем, к-рый регистрирует световой сигнал от прохождения быстрой частицы. Счётчики расположены в виде 8 плоскостей, согласно схеме, изображённой на рис. Горизонтальные плоскости разделены бетонными блоками. В целом Д имеет вид параллелепипеда размером 16 м × 16 м × 11 м с общей массой 330 т. При коллапсе звезды в центре нашей Галактики (с полной энергией испущенных Н $5 \cdot 10^{53}$ эрг и ср. энергией отдельного Н $\bar{\nu}_e \approx 10$ —12 МэВ, см. *Нейтринная астрофизика*)

Д регистрирует за время ок. 30 с более 200 световых вспышек в счётчиках.

Другой Д нейтрино от коллапсов звёзд построен под руководством Г. Т. Зацепина и О. Г. Рязжской в соляной шахте в Артёмовске на глубине 600 м водного эквивалента. Д представляет собой цилиндр диаметром 5,6 м и высотой 5,6 м, заполненный 100 т сцинтилляционной жидкости CH_2 и просматри-

Схема Баксанского

нейтринного телескопа. Большими прямоугольниками показаны бетонные блоки, а узкими секционированными — стенки из сцинтиллятора и оных счётчиков.



Нейтрино от коллапсов звёзд вызывают вспышки света в отдельных счётчиках. Мюон большой энергии (его траектория показана на рисунке) производит световые вспышки в счётчиках, лежащих на его траектории (на рисунке они зачернены).

ваемый 128 фотоумножителями. Как и в Баксанском сцинтилляционном Д, вспышка света вызывается позитроном, рождённым в реакции $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$. Но помимо этого в Д регистрируется также сигнал от нейтрона, к-рый приблизительно через 170 с захватывается ядром водорода, и образовавшееся ядро дейтерия излучает гамма-квант с энергией 2,2 МэВ, вызывающий в свою очередь появление быстрого электрона или электрон-позитронной пары. Аналогичные Д сооружаются в Италии и США.

Осн. проблема при детектировании Н от звёздных коллапсов связана с частотой таких событий в нашей Галактике. Оценки по частоте вспышек *сверхновых звёзд* и образованию нейтронных звёзд позволяют надеяться, что коллапсы звёзд в Галактике происходят не реже чем каждые 10—30 лет.

5. Нейтрино высоких энергий

Задачи Н. а. высоких энергий (50—1000 ГэВ) сводятся исключительно к поиску точечных космич. источников; только при сверхвысоких энергиях ($E_\nu \gtrsim 1000$ ГэВ) Н. а. включает задачу измерения диффузного потока Н.

Осн. возможность измерения нейтринного потока от точечного источника и определения его направления при высоких энергиях состоит в следующем. Мюонные Н и антинейтрино создают в грунте или в воде на большой глубине

поток мюонов. Рождаясь в реакциях $\nu_\mu + N \rightarrow \mu + X$ (N — нуклон, X — остальные продукты реакции), мюоны при $E_\nu \gtrsim 50$ —1000 ГэВ сохраняют направление генерирующих их N . При меньшей энергии угол вылета мюона относительно траектории N возрастает, вследствие чего возрастает и фон внутри этого угла, создаваемый N , генерируемыми космич. лучами в атмосфере Земли. Мюонный D , расположенный на большой глубине, измеряет поток мюонов и направление их движения. Для создания гигантских мюонных D можно использовать глубоководные озёра и океан. Траектория мюона высокой энергии в воде выглядит как светящийся жгут. Это происходит благодаря тому, что мюон вдоль своего пути порождает ядерно-электромагнитные ливни, к-рые испускают в воде черенковское излучение. Поэтому глубоководный нейтринный телескоп должен представлять собой просто пространств. решётку из фотоумножителей, регистрирующих свет от траектории мюона. Пробеги мюонов высоких энергий в веществе очень велики: напр., при энергии 500 ГэВ мюон проходит в воде расстояние, превышающее 1 км, т. е. пересекает всю установку даже при очень больших её размерах. Это позволяет довольно точно определять направление па источника.

Нейтринным телескопом высокой энергии явл. описанный выше сцинтилляционный телескоп Баксанской нейтринной обсерватории. Он может регистрировать мюоны высокой энергии, генерированные в окружающем установку грунте. На рис. показана траектория мюона, пересекающего установку. Угловое разрешение телескопа $\approx 3^\circ$. Относительно небольшая эффективная площадь телескопа (150—200 м²) позволяет рассчитывать только на регистрацию N высоких энергий от молодой оболочки сверхновой при вспышке в нашей Галактике. Географич. положение телескопа оказывается очень удобным для этой задачи: он «видит» центральные области Галактики (где вспышки сверхновых должны происходить наиболее часто) сквозь всю толщу земного шара, пересечь к-рую могут только N . В отличие от N низких энергий ($E_\nu \sim 10$ МэВ) от вспышки сверхновой, направление полёта к-рых определить, по-видимому, невозможно, N высоких энергий позволяют узнать

расположение источника на небесной сфере.

В 1979—81 гг. были разработаны и частично пачали сооружаться неск. подземных D , осн. целью к-рых явл. поиск распада протона. В программу исследований входят также задачи Н. а. Один из самых больших D этого типа планируют расположить в подземной лаборатории на глубине 4500 м водного эквивалента в горном массиве Гран-Сассо — д'Италия. Размер D — $18 \text{ м} \times 18 \text{ м} \times 18 \text{ м}$, масса — 1250 т. Детальная регистрация продуктов взаимодействия N с веществом внутри D позволит производить измерения потоков N и их траекторий при низких энергиях (вплоть до неск. ГэВ).

Самый большой из проектируемых телескопов N высоких энергий — это DUMAND (Deep Underwater Muon and Neutrino Detector — глубоководный детектор мюонов и нейтрино). Последний вариант этой установки (DUMAND G2, 1981 г.) предусматривает размещение в океане на глубине 5 км в виде ромбич. решётки 6615 герметич. модулей с фотоумножителями на расстоянии 50 м друг от друга. Объём D при этом составляет 0,60 км³, эффективная площадь 0,87 км², угловое разрешение для мюонов с энергией 5 ТэВ и выше 1° . Установка DUMAND сможет регистрировать не только галактич. источники N высоких энергий, но и наиболее мощные внегалактич. источники, такие, как активные ядра галактик.

6. Нейтрино сверхвысоких энергий

При сверхвысоких энергиях ($E_\nu \gtrsim 10^{15}$ эВ) возможна регистрация не только дискретных источников N , но и диффузного потока, т. к. фон атмосферных N при таких энергиях значительно уменьшается. При $E_\nu \gtrsim 10^{16}$ эВ появляется ещё одна возможность детектирования N глубоко под водой, связанная с генерацией акустич. сигнала (Г. А. Аскарьян и Б. А. Долгошеин, 1977 г.). N в результате ядерного взаимодействия рождает ядерно-электромагнитный ливень (особенно эффективно в реакции $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^- \rightarrow$ — адроны). ось к-рого при высоких энергиях совпадает с траекторией N . Вдоль оси ливня возникает узкий (радиус неск. см) и длинный (неск. м) ионизац. канал, нагретый до высокой темп-ры. Быстрый нагрев этого канала создаёт резкое его расширение, в ре-

зультате к-рого в перпендикулярном к оси ливня направлении начинает распространяться акустич. (звуковая) волна. В отличие от света, она очень медленно затухает в воде. Расположив гидрофоны в виде пространственной решётки, можно определить интенсивность и направление распространения волны. По оценкам, 100 тыс. гидрофонов в объёме 100 км³ воды могут регистрировать Н с энергией ок. 10¹⁶ эВ и выше. Гидрофоны, зарегистрировавшие звуковой сигнал, должны оказаться в объёме цилиндра, ось к-рого совпадает с траекторией Н. Акустич. телескоп объёмом 100 км³ сможет зарегистрировать нейтринный поток от активных ядер галактик.

Лит. см. при ст. Нейтринная астрофизика.
В. С. Березинский.

НЕЙТРИННАЯ АСТРОФИЗИКА

Содержание:

1. Введение	425
2. Космологические нейтрино	425
3. Звездные нейтрино	426
4. Космические нейтрино высоких энергий	427

1. Введение

Н. а. изучает физ. процессы в космич. объектах, происходящие с участием *нейтрино*. Проблемы регистрации космич. нейтрино (Н) относятся к *нейтринной астрономии*.

Н естеств. происхождения во Вселенной имеют три принципиально различающихся по своей природе источника.

На ранних стадиях горячей Вселенной, в течение приблизительно 1 с после начала ее расширения, Н находились в тепловом равновесии с веществом. От этой эпохи нам остался сильно остывший с тех пор газ космологических нейтрино (реликтовые нейтрино).

В обычных звёздах, типа Солнца, Н рождаются в ядерных реакциях, обеспечивающих наблюдаемую светимость звёзд. При взрывах *сверхновых звёзд* и звёздных *гравитационных коллапсах* темп-ра в центре звезды поднимается настолько, что рождаются позитроны и даже π -мезоны (пионы) и μ -оны (см. *Элементарные частицы*), к-рые образуют Н в реакциях $e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu}$, $\mu \rightarrow e + \nu + \bar{\nu}$, $\pi \rightarrow \mu + \nu$ и т. д. Энергии этих звёздных нейтрино находятся в основном в диапазоне от долей до неск. десятков МэВ.

Н рождаются также *космическими лучами*. Ускоренные до высоких энергий протоны или более тяжёлые ядра, сталкиваясь с ядрами атомов или с низкоэнергетич. фотонами, производят π - и K -мезоны, в результате распада к-рых возникают космические нейтрино высоких энергий. Их энергетич. диапазон, доступный регистрации, простирается от неск. десятков ГэВ до, возможно, 10¹⁵—10¹⁶ эВ.

2. Космологические нейтрино

Через время ~ 1 с после начала расширения Вселенной её темп-ра упала до 10¹⁰ К (см. *Космология*). Плотность частиц в космич. плазме уменьшилась, и Н стали редко сталкиваться с ними. В результате горячий нейтринный газ, содержащий все три сорта Н (и антинейтрино), «оторвался» от вещества и, расширяясь вместе с Вселенной, стал остывать как независимый, не взаимодействующий с веществом компонент. Согласно модели горячей Вселенной, в настоящее время его темп-ра составляет всего лишь 1,9—2,1 К. Это означает, что в среднем в 1 см³ космич. пространства содержится от 300 до 400 Н всех сортов (включая антинейтрино) со ср. энергией каждой частицы (5—6)·10⁻⁴ эВ. Пока нет практически осуществимого метода регистрации этих реликтовых Н. Тем не менее несомненное наличие реликтовых Н (а оно косвенно подтверждается измерениями реликтовых фотонов аналогичного происхождения) позволяет получить ряд выводов о св-вах Н и их возможной роли в астрофизике (см. *Модель горячей Вселенной*).

Если Н обладают массой покоя $m_\nu \gtrsim 10$ эВ, то они должны давать главный вклад в ср. плотность вещества во Вселенной и, т. о., определять её возраст. Зная величину постоянной Хаббла и ограничения снизу на возраст Вселенной (см. *Космохронология ядерная*), можно получить (учитывая, что число Н в ед. объёма в горячей модели Вселенной известно) ограничение сверху на сумму масс всех сортов Н (С. С. Герштейн, Я. Б. Зельдович, 1966 г.):

$$\sum_i m_{\nu_i} < 40 \text{ эВ.}$$

Образование гелия в горячей Вселенной позволяет получить ограничение на

возможное число типов (сортов) слабо-взаимодействующих частиц и, в частности, Н.

Если у Н есть масса покоя >10 эВ, то гравитационная неустойчивость нейтринного газа определяет процесс образования крупномасштабной структуры Вселенной.

3. Звёздные нейтрино

Солнечные нейтрино. Наблюдаемая светимость Солнца обеспечивается ядерной энергией, выделяющейся в *водородном цикле*. В реакциях $p + p \rightarrow {}^2D + e^+ + \nu_e$, ${}^7Be + e^- \rightarrow {}^7Li + \nu_e$ и ${}^8B \rightarrow {}^8Be + e^+ + \nu_e$ водородного цикла испускаются Н, называемые соответственно *pp-нейтрино*, *бериллиевые Н* и *борные Н*. Помимо них имеются ещё т. н. *пер-нейтрино*, образующиеся при одноврем. столкновении двух протонов и электрона: $p + e^- + p \rightarrow {}^2D + \nu_e$. Если Солнце светит стационарно, то предсказываемое полное количество Н, испускаемое в 1 с, не зависит от модели Солнца. Действительно, при превращении четырёх протонов в ядро гелия $4p \rightarrow {}^4He + 2e^- + 2\nu_e$ освобождается $Q \approx 26,7$ МэВ ядерной энергии, к-рая в конце концов высвечивается как тепловая энергия с поверхности Солнца. Т. о., высвечивание порции энергии Q сопровождается испусканием двух Н. Количество Н (N_ν), излучаемых в 1 с, полностью определяется светимостью Солнца $L_\odot = 3,86 \times 10^{33}$ эрг/с: $N_\nu = 2L_\odot/Q = 1,8 \cdot 10^{38}$ нейтрино/с. Однако энергетич. спектр излучаемых Н, особенно высокоэнергетическая его часть, самым существенным образом зависит от таких деталей солнечных моделей, как темп-ра в центре Солнца и концентрация гелия, т. к. от этих параметров зависит конкуренция между различными ответвлениями реакций водородного цикла. Энергии *pp-нейтрино*, бериллиевых Н, борных Н и *пер-нейтрино* сильно отличаются друг от друга. Макс. энергия *pp-нейтрино* составляет 0,420 МэВ, *пер-нейтрино* и бериллиевые Н имеют точно фиксированные энергии 1,44 МэВ и 0,861 МэВ соответственно. Борные Н имеют наибольшие энергии: их спектр простирается от нулевых энергий до 14,06 МэВ. Вычисления нейтринного потока для стандартной солнечной модели, выполненные Дж. Бакалом (США), дают величину $7,6 \pm 3,3$

SNU, в то время как измеренный на установке Дейвиса (США, 1981) поток Н с энергией выше 0,814 МэВ составляет $1,8 \pm 0,3$ SNU (см. *Нейтринная астрономия*). Расхождение предсказываемого и измеренного значений может объясняться двумя общими причинами: А) более сложными процессами в Солнце, не отражёнными в принятых моделях Солнца; эти процессы могут уменьшать поток Н в высокоэнергетич. части спектра (экстремальная возможность такого рода — это наличие др. источника энергии в Солнце, напр. маленькой *чёрной дыры*); Б) св-вами Н (напр., нейтринными осцилляциями, представление о к-рых впервые введено советским учёным Б. М. Понтекоров в 1957 г., или распадом ν_e на пути от Солнца до Земли). Наиболее правдоподобные возможности модификации стандартной солнечной модели связаны с солнечными колебаниями и (или) периодич. перемешиванием вещества в центральных областях Солнца. Эти явления приводят к периодич. уменьшению темп-ры в центре Солнца и связанному с ним уменьшению потока борных Н. В случае Б наиболее простым объяснением представляются нейтринные осцилляции, существование к-рых предсказывается теорией Н с конечной массой покоя.

В этой теории существуют две возможности. При первой — Н с данным лептонным числом (напр., ν_e и $\bar{\nu}_e$) имеют определённые массы (m_1 и m_2). При второй — состояния Н с определёнными массами (напр., ν_1 с массой m_1 и ν_2 с массой m_2) не характеризуются определёнными значениями лептонных чисел L , а состояния с данным L (напр., ν_e и $\bar{\nu}_e$) явл. ортогональными линейными комбинациями ν_1 и ν_2 (напр., волновые ф-ции мюонного и электронного Н выражаются через волновые ф-ции ν_1 и ν_2 -нейтрино след. обр.: $\nu_e = \nu_1 \sin \alpha + \nu_2 \cos \alpha$ и $\bar{\nu}_e = \nu_1 \cos \alpha - \nu_2 \sin \alpha$, где параметр α наз. углом смешивания). Если в какой-то точке пространства рождается ν_e данной энергии $\mathcal{E}$, т. е. комбинация $\nu_1 \sin \alpha + \nu_2 \cos \alpha$, то (поскольку скорости движения ν_1 и ν_2 при одинаковой энергии различны) в точке регистрации на расстоянии r соотношение между ν_1 и ν_2 изменится, что означает появление комбинации $\nu_1 \cos \alpha - \nu_2 \sin \alpha$, т. е. $\bar{\nu}_e$. Однако на нек-ром расстоянии, обозначаемом $2l$,

первоначальное соотношение между ν_1 и ν_2 восстанавливается, и Н опять превращается в чистое состояние ν_μ . Длина

$$l = \frac{4\pi\hbar^2 \mathcal{E}}{c^3 (m_1^2 - m_2^2)} = 2,5 \cdot 10^2 \frac{\mathcal{E}}{m_1^2 - m_2^2} \text{ см} \quad (1)$$

называется длиной осцилляции [в последней части (1) $\mathcal{E}$ выражена в МэВ, m_1 и m_2 — в эВ]. Из (1) следует, что длина осцилляции имеет макроскопич. масштабы только при малых разностях масс Н. Описанный пример показывает, что ν_μ , рождённое на расстоянии $r \gtrsim l$ от мишени, напр. в реакции $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ с нек-рой вероятностью может превратиться в ν_e и вызвать реакцию $\nu_e + N \rightarrow e^- + X$ (N — нуклон, X — остальные продукты реакции). Аналогичным образом электронное Н может превращаться в др. типы Н. Согласно ф-ле (1), для борных Н с энергией $\mathcal{E}_\nu \sim 10 \text{ МэВ}$ достаточно разности квадратов масс $m_1^2 - m_2^2 \sim$

$\sim 10^{-10} \text{ эВ}^2$, чтобы длина осцилляции стала меньше расстояния от Земли до Солнца, и, следовательно, произошло заметное уменьшение потока электронных Н за счёт перехода ν_e в ν_μ и ν_τ , не регистрируемые в детекторе Дейвиса.

Нейтрино от коллапсирующих звёзд. Если масса звёздного ядра превышает $1,2\text{--}1,4 M_\odot$, то оно может превратиться в нейтронную звезду или чёрную дыру. На конечной стадии эволюции звёздных ядер их плотности возрастают до $10^7\text{--}10^{15} \text{ г/см}^3$, а темп-ры до $10^{10}\text{--}10^{12} \text{ К}$. Осн. механизмом потери энергии в этих условиях становится испускание нейтрино, образующихся в реакциях $e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu}$, $e^- + p \rightarrow n + \nu_e$, $e^+ + n \rightarrow p + \bar{\nu}_e$ и в распадах пионов и мюонов:

$$\begin{aligned} \pi^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \quad \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \\ \mu^- &\rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e, \quad \mu^+ \rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e, \end{aligned} \quad (2)$$

находящихся в тепловом равновесии в звёздных ядрах. В качестве характерного примера приведём поток Н, возникающий при коллапсе железно-кислородного ядра звезды с массой $2M_\odot$. Суммарная энергия, уносимая Н, составляет $5 \cdot 10^{53} \text{ эрг}$, т. е. ок. 15% всей массы звезды (в энергетич. ед.). Ср. энергия отдельного Н составляет

$10\text{--}12 \text{ МэВ}$ ($\approx 2 \cdot 10^{-5} \text{ эрг}$), а энергетич. спектр близок к тепловому с более крутым падением при высоких энергиях. Весь нейтринный импульс длится $10\text{--}20 \text{ с}$. В нейтринном излучении присутствуют в равных концентрациях все типы Н и антинейтрино. Это объясняется тем, что звёздное ядро вплоть до очень больших расстояний от центра непрозрачно для Н из-за процессов упругого рассеяния на электронах и ядрах. Н испускаются как бы с поверхности нейтринной фотосферы равновесным образом независимо от того, в каких процессах они первоначально образовались. Если в нашей Галактике произойдёт коллапс звезды, её нейтринное излучение может быть зарегистрировано уже существующими нейтринными телескопами.

4. Космические нейтрино высоких энергий

Нейтринное излучение высокой энергии ($50\text{--}1000 \text{ ГэВ}$) генерируется в космич. объектах в результате столкновений ускоренных частиц (космич. лучи) с атомными ядрами (pp -нейтрино) или с низкоэнергетич. фотонами ($p\gamma$ -нейтрино) в цепочке распадов заряженных пионов (2). Идея о возможности регистрации космич. Н высоких энергий была впервые выдвинута М. А. Марковым в 1959 г.

При степенном спектре ускоренных протонов число Н, генерированных в pp -взаимодействии, возрастает с уменьшением энергии, однако осн. вклад в сигнал от источника при детектировании дают Н с энергией выше 50 ГэВ . Т. о., pp -нейтрино с энергией $50\text{--}1000 \text{ ГэВ}$ определяют нейтринную астрономию высоких энергий.

В отличие от pp -нейтрино, рождение $p\gamma$ -нейтрино происходит пороговым образом: в «фотонном газе» со ср. энергией фотонов ϵ большая часть Н рождается с энергией, превышающей $\mathcal{E}_0 \approx 4 \cdot 10^{-2} m_\pi m_p c^4 / \epsilon \approx 6 \cdot 10^6 / \epsilon \text{ ГэВ}$, где m_π и m_p — массы пиона и протона. Почти для всех известных источников толща окружающего газа невелика (меньше 1 г/см^2), в то время как «фотонный газ» для ряда источников (напр., ядер галактик) имеет столь большую плотность, что источник оказывается непрозрачным для протонов высокой энергии. Это приводит к высокой эффективности $p\gamma$ -механизма генерации

Н. Для многих источников ν -механизм даёт пороговую энергию $H \approx 5 \cdot 10^6$ ГэВ, и, т. о., $\mathcal{E}_\nu \gtrsim 5 \cdot 10^6$ ГэВ определяет область нейтринной астрономии сверхвысоких энергий. Потеря в интенсивности потока Н сверхвысоких энергий вследствие падающего спектра протонов компенсируется повышенной эффективностью ν -производства Н, значит. возрастанием сечения взаимодействия Н в детекторе (благодаря реакции $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^- \rightarrow$ адроны, имеющей максимум в сечении при энергии $\approx 5,5 \cdot 10^6$ ГэВ) и возможностью использования больших объёмов воды при детектировании Н акустич. методом.

Нейтринная астрономия высоких и сверхвысоких энергий имеет ряд уникальных возможностей по сравнению с гамма-астрономией, в частности она позволяет исследовать плотные объекты и отдалённые космологич. эпохи, недоступные средствам гамма-астрономии.

Нейтринная астрономия высоких энергий может использовать лишь оптич. методы регистрации, при к-рых макс. объём детектора ограничен, по видимому, величиной 10^9 м³. При таком объёме возможно детектирование галактич. источников и лишь единичных событий от внегалактич. источников. К наиболее интересным галактич. источникам Н относятся молодые (до 1 года) оболочки сверхновых и «скрытые источники» — пульсары или чёрные дыры, окружённые большой толщей вещества.

В результате взрыва сверхновой происходит выброс внеш. оболочки звезды и в большом числе случаев образование *пульсара* в центре. Молодые плотные оболочки сверхновых могут содержать частицы высоких энергий, ускоренные в различных пределах. В оболочке с массой $M \approx 1 M_\odot$ и скоростью расширения $\approx 1 \cdot 10^9$ см/с ускоренные протоны в течение 5 мес теряют энергию в основном на образование пионов в ядерных столкновениях и, следовательно, в течение этого времени оболочка явл. активным нейтринным излучателем. При мощности генерации космич. лучей в оболочке $\sim 10^{43}$ эрг/с она за 5 мес излучает $2 \cdot 10^{48}$ мюонных Н с энергией выше 100 ГэВ.

В качестве примера «скрытого источника» рассматривается массивная звезда-сверхгигант, с массой $10 M_\odot$ и радиусом оболочки $\sim 7 \cdot 10^{13}$ см. В пент-

ральной области звезды находится двойная система — пульсар и ядро массивной звезды, похожее на белый карлик. Если *светимость* пульсара составляет $3 \cdot 10^{38}$ эрг/с, то *давление излучения* создаёт вокруг пульсара разреженную полость, где могут ускоряться протоны. Проникая в оболочку, они рождают там [в цепочке распада пионов (2)] фотоны, электроны и т. д., но только Н могут пройти сквозь толстую ($\sim 10^5$ г/см²) оболочку наружу. Наблюдаемый во всех диапазонах эл.-магн. излучения, включая рентг. и гамма-диапазоны, источник будет выглядеть как обычная звезда-сверхгигант со светимостью $\sim 10^{38}$ эрг/с и темп-рой ≈ 2500 К, и лишь регистрация Н высоких энергий может раскрыть его подлинную природу.

Из внегалактич. источников Н следует отметить активные ядра *галактик* и молодые галактики в фазе их повышенной светимости. Потоки Н высоких энергий от галактич. ядер ожидаются и для модели чёрной дыры, как источника активности ядер, и для модели вращающегося намагниченного плазменного тела — магнитоида. В обеих моделях это связано с возможностью ускорения частиц до высоких и сверхвысоких энергий, с наличием обычного газа и большой плотностью газа низкоэнергетич. фотонов в ядрах галактик. Соотношение между потоками нейтринного и гамма-излучения позволяет различать эти модели.

Спектр Н, генерированных в столкновениях ускоренных протонов с реликтовыми фотонами, имеет максимум при энергии, прямо связанной с красным смещением z эпохи «яркой фазы» галактик:

$$\mathcal{E}_{\text{макс}} = 6,1 \cdot 10^6 \left(\frac{20}{1+z} \right)^2 (\text{ГэВ}).$$

Т. о., если диффузный поток Н окажется достаточным для измерения их спектра, то определение положения максимума спектра позволит датировать эпоху «яркой фазы» галактик.

Лит.: Березинский В. С., Зацепин Г. Т., Нейтринная астрофизика, М., 1975; и х же, Возможности экспериментов с космическими нейтрино очень высоких энергий: проект ДЮМАНД, «УФН», 1977, т. 122, в. 1, с. 3; Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Релятивистская астрофизика, М., 1967; Астрофизика космических лучей, М., 1984. В. С. Березинский.
НЕЙТРИНО — электрически нейтральная частица со спином $1/2$ (в ед. $\hbar$),

участвующая только в слабом и гравитационном взаимодействиях. Н. относится к классу *лептонов*. Масса покоя Н. мала (возможно, нулевая). При нулевой массе покоя магн. момент Н. равен нулю. Известны три типа Н. — электронное (ν_e), мюонное (ν_μ) и тау-нейтрино (ν_τ), превращающиеся в процессах слабого взаимодействия в соответствующие заряженные лептоны — электрон, мюон и тритон (τ).

Гипотеза о существовании Н. была предложена в 1930 г. В. Паули для того, чтобы «спасти» закон сохранения энергии в β -распаде (см. *Бета-процессы*). Испускание вместе с электроном лёгкой, нейтральной, слабо взаимодействующей с веществом и потому не регистрируемой в опытах частицы обеспечивало сохранение энергии и момента количества движения в β -распаде.

Характерной особенностью Н. явл. его большая проникающая способность. Напр., Н. с энергией 1 МэВ имеет в свинце длину свободного пробега $\sim 10^{20}$ см (~ 100 св. лет). Выделение одиночных событий взаимодействия при прохождении интенсивных потоков Н. сквозь большую массу вещества составляет осл. сложность нейтринного эксперимента. Впервые такие события, подтвердившие существование Н., были зарегистрированы в 1953 г. амер. учёными Ф. Рейнсом и К. Коуэном. С ростом энергии Н. вероятность его взаимодействия с веществом возрастает. На совр. ускорителях получают потоки Н. с энергиями в сотни ГэВ, что позволяет наблюдать в многотонных нейтринных детекторах сотни тысяч событий взаимодействия Н.

В распадах, обусловленных слабым взаимодействием, ν_e испускается вместе с позитроном (напр., в β^+ -распаде). Вместе с электроном (напр., в β^- -распаде) не испускается частица, к-рая явл. *античастицей* по отношению к электронному Н., — электронное антинейтрино ($\bar{\nu}_e$). Мюонное Н. испускается вместе с μ^+ , мюонное антинейтрино ($\bar{\nu}_\mu$) — с μ^- , напр. $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ и $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$. Аналогично ν_τ должно испускаться вместе с τ^+ , а $\bar{\nu}_\tau$ — вместе с τ^- (частицы ν_τ и $\bar{\nu}_\tau$ до сих пор в опытах непосредственно не наблюдались). При взаимодействии с веществом ν_e превращается в электрон, а $\bar{\nu}_e$ — в позитрон в реакциях $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$,

$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$. Взаимодействие ν_μ с веществом приводит к образованию μ^- , а $\bar{\nu}_\mu$ — к образованию μ^+ . Эти св-ва взаимодействия Н. связывают с сохранением лептонного числа (лептонного заряда; см. *Заряд*).

Н. рождаются и взаимодействуют с веществом только в состояниях с определённой проекцией спина на направление движения — спиральностью. Все Н. имеют левую спиральность, а все антинейтрино — правую, т. е. проекция спина всех Н. на направление движения отрицательна, а антинейтрино — положительна.

В 1980 г. В. А. Любимовым и др. при измерениях спектра β -распада трития были получены экспериментальные указания на наличие у электронного Н. массы покоя, превышающей 20 эВ с наиболее вероятным значением 30 эВ. В этих экспериментах наблюдались изменения формы спектра вылетающих электронов вблизи их макс. энергии $\mathcal{E}_{\text{макс}}$. Математич. обработка данных позволяет интерпретировать это изменение как проявление отличной от нуля массы покоя Н. m_ν . Вблизи $\mathcal{E}_{\text{макс}}$ энергия вылетающих вместе с электроном Н. минимальна. Если $m_\nu \neq 0$, то эти Н. становятся нерелятивистскими, связь между их импульсом и энергией меняется, что и отражается на форме спектра электронов. Для др. типов Н. установлены только ограничения сверху на их массы покоя ($m_\mu < 0,5$ МэВ, $m_\tau < 250$ МэВ).

Если лептонное число не сохраняется строго, то состояния ν_e , ν_μ , ν_τ могут не обладать определённой массой и являться когерентной смесью состояний Н. с различной массой. Наоборот, состояния Н. с определённой массой явл. смесью состояний ν_e , ν_μ , ν_τ . В частности, рождение ν_e соответствует, напр., рождению трёх Н. с разными массами. Различие в скорости распространения Н. с разной массой вызывает т. н. осцилляции Н. (периодич. превращения Н. данного сорта в Н. др. сортов и обратно, напр. $\nu_e \rightleftharpoons \nu_\mu$ или $\nu_e \rightleftharpoons \nu_\tau$), впервые предсказанные в 1957 г. Б. М. Понтекорво. Осцилляции Н. (не наблюдавшиеся пока в лабораторных опытах), уменьшая поток электронных Н. от Солнца, могли бы иметь важное следствие для *нейтринной астрономии*.

Вещество звёзд для Н. практически прозрачно. Н., рождающиеся в недрах

звезды в результате ядерных реакций, β -процессов или процессов образования пар $\nu\bar{\nu}$, беспретентивно покидают звезду, унося значит. долю выделяющейся энергии. Источником Н. на Солнце явл. реакции *водородного цикла*. Регистрация Н. от Солнца составляет важнейшую задачу нейтринной астрономии, позволяя исследовать процессы в недрах Солнца. На поздних стадиях *эволюции звезд*, начиная со стадии красных гигантов и сверхгигантов, потеря энергии звездой за счёт нейтринного излучения определяет темп звёздной эволюции. Процессы излучения и поглощения Н. играют важную роль во взрывах *сверхновых звезд* и в нуклеосинтезе при таких взрывах, а также при образовании *пульсаров*. Исследованием роли Н. в космических явлениях занимается *нейтринная астрофизика*.

На ранних стадиях расширения Вселенной при высоких темп-рах ($kT > 3$ МэВ) и соответствующих плотностях плазмы Н. находились в равновесии с плазмой и излучением (см. *Космология*). С понижением темп-ры в ходе расширения взаимодействие Н. с плазмой практически прекратилось (как из-за уменьшения плотности плазмы, так и из-за уменьшения сечения взаимодействия Н. с веществом, обусловленного уменьшением ср. энергии Н.), после чего концентрация реликтовых (оставшихся от ранних стадий расширения) Н. изменялась только за счёт расширения Вселенной. Исходя из этих соображений, С. С. Герштейн и Я. Б. Зельдович в 1966 г. указали, что в рамках теории горячей Вселенной совр. ср. концентрация реликтовых Н. N_ν сравнима по величине с концентрацией реликтовых фотонов N_γ . Точное соотношение, полученное амер. учёным П. Пиблсом, имеет вид: $N_\nu = (3/4) \cdot (4/11) N_\gamma$, множитель $3/4$ отражает различие в статистике Н. и фотонов, а множитель $3/11$ связан с повышением плотности фотонов после отщепления Н., обусловленного *аннигиляцией* позитронов в ранней Вселенной.

Наличие у Н. отличной от нуля массы покоя могло бы иметь важные космологич. следствия. Если масса покоя Н. превышает 1 эВ, то реликтовые Н. вносят осн. вклад в ср. плотность вещества в совр. Вселенной и определяют развитие *гравитационной неустойчивости* на стадии формирования струк-

туры Вселенной (см. *Модель горячей Вселенной*). Эволюция неоднородностей в газе Н. приводит к образованию сверхскоплений галактик и скоплений галактик. При этом Н. должны формировать массивные гало на периферии галактик, обеспечивая т. н. *скрытую массу* галактик и скоплений галактик. Т. о., в отличие от реликтовых фотонов (см. *Микроволновое фоновое излучение*), реликтовые Н. с $m_\nu \neq 0$ должны быть распределены неоднородно. В видимой части Галактики концентрация реликтовых Н. должна составлять $10^7 - 10^8$ см $^{-3}$, что соответствует плотности $10^{-24} - 10^{-25}$ г·см $^{-3}$, ничтожной не только по сравнению со ср. плотностью Солнца или Земли, но и со ср. плотностью Солнечной системы в пределах орбиты Плутона.

Лит.: Зельдович Я. Б., Хлопов М. Ю., Масса нейтрино в физике элементарных частиц и космологии ранней Вселенной, «УФН», 1981, т. 133, в. 1; Окунов Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981.

М. Ю. Хлопов.

НЕЙТРОН — электрически нейтральная элементарная частица со спином $1/2$ (в ед. $\hbar$), близкая по массе к протону. Н. относится к классу *адронов* и входит в группу *барионов*; подчиняется статистике Ферми — Дирака. Масса покоя Н. $m_n \approx 1,675 \cdot 10^{-24}$ г $\approx 1839 m_e$ ($m_n c^2 \approx 939,57$ МэВ). Магн. дипольный момент Н. $\mu_n = -1,9131 \mu_N$ (ядерный магнетон $\mu_N = e\hbar/2m_p c \approx 5,051 \cdot 10^{-24}$ эрг/Гс, m_p — масса протона). Наличие магн. момента у Н. указывает на то, что Н. обладает сложной внутр. структурой. Согласно кварковой модели адронов, Н. состоит из двух *d-кварков* с электр. зарядом $-1/3$ и одного *u-кварка* с зарядом $+2/3$. Протон и Н. могут рассматриваться как два различных зарядовых состояния одной частицы — *нуклона*. В свободном состоянии Н. неустойчив и распадается на протон, электрон и антинейтрино (β -распад: $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$). *Время жизни* Н. относительно такого распада $\approx 15,3$ мин. При большой плотности вещества Н. становится устойчивым и возможны процессы *нейтринизации*, т. е. захват протоном электрона с образованием Н. и *нейтрино*. В устойчивом состоянии Н. находятся в ядрах атомов, а также в *нейтронных звездах*.

На поздних стадиях эволюции звёзд в их недрах становятся возможными *ядерные реакции* с испусканием Н. Вы-

деляющиеся Н. захватываются ядрами атомов. Процессы медленного и быстрого *нейтронного захвата* приводят к образованию более тяжёлых ядер (к синтезу хим. элементов).

Согласно теории горячей Вселенной, в период $t \sim 1$ с (t — время от начала расширения Вселенной) характерное время установления равновесных (отвечающих данной темп-ре) концентраций Н. и протонов становится больше, чем t , и отношение концентраций Н. и протонов сохраняется неизменным (наступает т. н. закалка концентрации Н.). Большая часть Н. не успевает распасться, т. к. вступает в реакции нуклеосинтеза и в конечном счёте сохраняется в ядрах первичного ${}^4\text{He}$. Величина закалённой концентрации Н., определяющая концентрацию первичного ${}^4\text{He}$, зависит от условий в период $t \approx 1$ с, жёстко ограничивая допустимые изменения параметров горячей Вселенной. В частности, ограничивается допустимое число сортов нейтрино, а также вклад в ср. плотность Вселенной любых слабо взаимодействующих с веществом частиц, предсказываемых различными теориями элементарных частиц.

Лит.: Власов Н. А., Нейтроны, 2 изд., М., 1971; Гуревич И. И., Тарасов Л. В., Физика нейтронов низких энергий, М., 1965. М. Ю. Хлопов.

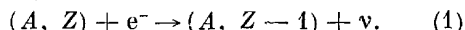
НЕЙТРОНИЗАЦИЯ — процесс перехода вещества звёзд в нейтронное состояние на заключительных стадиях эволюции звёзд. Вещество, из к-рого образуются звёзды, состоит преимущественно из водорода с нек-рой добавкой гелия и малой примесью более тяжёлых хим. элементов (см. *Звездообразование*). В звезде, начинающей свою термоядерную эволюцию, на 1 нейтрон звёздного вещества приходится примерно 6 протонов. В конце эволюции это соотношение оказывается совсем другим, на что указывает, напр., существование *нейтронных звёзд* — конечного продукта звёздной эволюции.

Первый этап увеличения относительной доли нейтронов связан с водородными термоядерными реакциями (см. *Водородный цикл* и *Углеродный цикл*), в результате к-рых водород в центральной области звезды полностью превращается в гелий. В веществе, в к-ром прошли водородные реакции, нейтроны и протоны становятся примерно поровну. Это обогащение звёздного вещества нейтронами не оказывает решающего влияния на строение звезды,

главное здесь — выделение энергии в термоядерных реакциях синтеза гелия. Последующие термоядерные реакции протекают без увеличения числа нейтронов. Новые, более тяжёлые атомные ядра образуются в основном путём последоват. присоединений α -частиц (ядер гелия).

Однако на заключит. стадиях эволюции звёзд плотность вещества сильно возрастает и электронный газ становится вырожденным (см. *Вырожденный газ*). Энергия вырожденных электронов достигает такой величины, что они уже могут преодолевать энергетич. барьер и захватываться атомными ядрами. Начинают идти процессы т. н. обратного бета-распада, посредством к-рых протоны превращаются внутри атомных ядер в нейтроны. Именно этот процесс множественного захвата электронов атомными ядрами, сопровождающийся излучением нейтрино, называют Н.

Реакция захвата электронов атомными ядрами (A, Z) (A — массовое число, Z — порядковый номер элемента) имеет вид:



Энергетич. порог реакции (1), как правило, велик, поэтому только при высоких плотностях вещества, характерных для конечных стадий эволюции звёзд, энергия Ферми электронов может превысить критическую величину $\mathcal{E}_c$ — порог Н.:

$$\mathcal{E}_F > \mathcal{E}_c = Q_{A,Z} - Q_{A,Z-1} + Q_n, \quad (2)$$

где $\mathcal{E}_F$ — энергия Ферми без учёта энергии покоя электрона (см. *Масса покоя*), $Q_{A,Z}$ — энергия связи ядра (A, Z), а $Q_n = (m_n - m_p - m_e) \cdot c^2 = 0,7825$ МэВ — энергия бета-распада нейтрона. При условии (2) реакция (1), в к-рую вступают электроны с энергией $\mathcal{E}_e$ в интервале $\mathcal{E}_c < \mathcal{E}_e < \mathcal{E}_F$, оказывается энергетически выгодной: энергия системы уменьшается в каждом акте на величину $\mathcal{E}_e - \mathcal{E}_c$, уносимую нейтрино. Продукт Н. — радиоактивные ядра ($A, Z-1$), они устойчивы в вырожденном веществе, поскольку их распад запрещён принципом Паули: все уровни с энергиями, меньшими $\mathcal{E}_F$, заняты, а энергии электронов в бета-распадах не превышают $\mathcal{E}_c$.

Пороги Н. для ряда атомных ядер, образующихся на последоват. стадиях термоядерной эволюции звёзд, рассчитанные по ф-ле (2), представлены в таб-

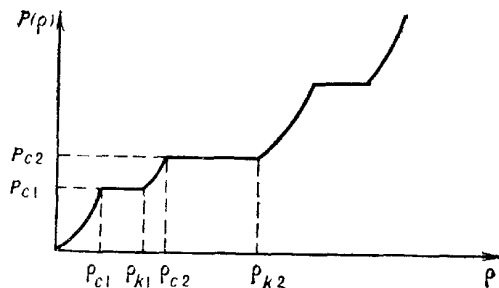
лице (2-й столбец). В 1-м и 5-м столбцах даны сокращённые записи реакций Н. (опущены символы электрона и нейтрино). Характеристики электронного газа в момент начала Н. фиксируются условием $\mathcal{E}_F = \mathcal{E}_c$, из к-рого однозначно определяются критич. значения числа электронов в ед. объёма N_c и электронного давления p_c (4-й столбец). В 3-м столбце приведена критич. плотность Н., вычисленная в предположении, что вещество состоит целиком из нейтронизуемого хим. элемента: $\rho_c = (A/Z)m_u N_c$ (m_u — атомная ед. массы).

В случае достаточно медленного (квазистатического) сжатия число электронов в ед. объёма N_e и давление электронов p_e остаются практически неизменными и равными их начальным значениям N_c и p_c , пока не исчерпается весь исходный хим. элемент. При этом устанавливается небольшое превышение $\mathcal{E}_e$ над $\mathcal{E}_c$, такое, что уменьшение N_e в реакции (1) в точности компенсируется его увеличением вследствие сжатия вещества. Отличие $\mathcal{E}_F$ от $\mathcal{E}_c$ тем меньше, чем медленнее сжатие, скорость к-рого определяется условиями гидростатич. равновесия звезды; напр., в случае белого карлика причинами сжатия могут быть потери энергии посредством светового и нейтринного излучений или увеличение его массы за счёт аккреции.

Зависимости p_e , $\mathcal{E}_F$ и N_e от плотности медленно сжимающегося и нейтронизующегося вещества имеют ступенчатый вид: пологие, почти горизонтальные, участки соответствуют протеканию реакций (1), а крутые подъёмы — временному прекращению Н. до того момента, пока $\mathcal{E}_F$ не достигнет нового возросшего порога Н. (рис.). Каждому пологому участку может соответствовать не одна, а неск. реакций типа (1). Это связано с тем, что порог Н. ядра $(A, Z-1)$ часто бывает меньше, чем у исходного ядра (A, Z) . В результате за первой реакцией Н. быстро следует вторая реакция и т.д., пока не образуется ядро (A, Z_{n1}) с $Z_{n1} < Z$ и порогом Н., большим, чем у ядра (A, Z) . В отличие от первой реакции Н., для к-рой $\mathcal{E}_F \approx \mathcal{E}_c$, эти повторные реакции явл. неравновесными (в термодинамич. смысле). В них исчезают электроны с такими энергиями, что разность $\mathcal{E}_F - \mathcal{E}_e$ в среднем составляет заметную долю от $\mathcal{E}_F$. Это

вызывает неравновесную перестройку распределения Ферми электронов, сопровождающуюся выделением теплоты. Т. о., несмотря на то что нейтрино уносит почти всю освобождающуюся энергию (за исключением ничтожно малой доли, передаваемой ядру в соответствии с законом сохранения импульса), нейтронизуемое вещество может всё же нагреваться. Такой источник теплоты учитывают, в частности, при расчётах теплового баланса белых карликов.

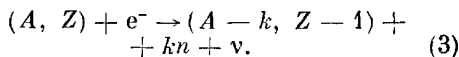
Конец каждого пологого участка зависимостей p_e , N_e и $\mathcal{E}_F$ от плотности отвечает полному превращению ядра (A, Z) в ядро (A, Z_{n1}) . При этом $\rho_{n1}/\rho_{c1} = Z/Z_{n1}$ (равно $^{13}/_{12}$ для перехода $^{56}\text{Fe} \rightarrow ^{56}\text{Cr}$). Для промежуточных зна-



Зависимость (качественная) давления p от плотности ρ при нейтронизации холодного звёздного вещества.

чений плотностей $\rho_{c1} < \rho < \rho_{n1}$ вещество представляет собой смесь этих ядер.

Цепочка реакций (1) в конце концов приводит к образованию сильно перегруженных нейтронами ядер, к-рые находятся на границе стабильности по отношению к выбросу нейтронов. Как только ядро $(A, Z-1)$ оказывается неустойчивым по отношению к выбросу нейтронов, Н. продолжается с выделением в каждом акте одного или нескольких нейтронов:



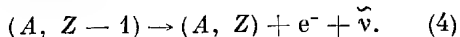
Яркий пример — Н. гелия (табл.). Порог реакции (3) для ядер на границе нейтронной стабильности $\mathcal{E}_c \approx 25$ МэВ, чему соответствует критич. плотность Н. $\rho_c \approx 4 \cdot 10^{11}$ г/см³ (с учётом, что $A/Z = 3-4$). При дальнейшем повышении плотности Н. вступает в конечную фазу: в смеси из свободных нейтронов и предельно перегруженных

Пороги нейтронизации

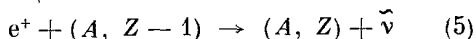
Первая реакция нейтронизации	$\mathcal{E}_{c1}$, МэВ	ρ_{c1} , г/см ³	ρ_{c1} , дин/см ²	Вторая реакция нейтронизации	$\mathcal{E}_{c2}$, МэВ
$^1\text{H} \rightarrow \text{n}$	0,783	$1,22 \cdot 10^7$	$3,05 \cdot 10^{24}$		
$^2\text{He} \rightarrow \text{T}$	0,0186	$2,95 \cdot 10^4$	$1,41 \cdot 10^{20}$	$\text{T} \rightarrow 3\text{n}$	9,26
$^3\text{He} \rightarrow \text{T} + \text{n}$	20,6	$1,37 \cdot 10^{11}$	$3,49 \cdot 10^{29}$	$\text{T} \rightarrow 3\text{n}$	9,26
$^{12}\text{C} \rightarrow ^{12}\text{B}$	13,4	$3,90 \cdot 10^{10}$	$6,51 \cdot 10^{28}$	$^{12}\text{B} \rightarrow ^{12}\text{Be}$	11,6
$^{16}\text{O} \rightarrow ^{16}\text{N}$	10,4	$1,90 \cdot 10^{10}$	$2,50 \cdot 10^{28}$	$^{16}\text{N} \rightarrow ^{16}\text{C}$	8,01
$^{20}\text{Ne} \rightarrow ^{20}\text{F}$	7,03	$6,22 \cdot 10^9$	$5,61 \cdot 10^{27}$	$^{20}\text{F} \rightarrow ^{20}\text{O}$	3,82
$^{24}\text{Mg} \rightarrow ^{24}\text{Na}$	5,52	$3,17 \cdot 10^9$	$2,28 \cdot 10^{27}$	$^{24}\text{Na} \rightarrow ^{24}\text{Ne}$	2,47
$^{28}\text{Si} \rightarrow ^{28}\text{Al}$	4,64	$1,96 \cdot 10^9$	$1,20 \cdot 10^{27}$	$^{28}\text{Al} \rightarrow ^{28}\text{Mg}$	1,83
$^{40}\text{Ca} \rightarrow ^{40}\text{K}$	1,31	$7,79 \cdot 10^7$	$1,93 \cdot 10^{25}$	$^{40}\text{K} \rightarrow ^{40}\text{Ar}$	7,51
$^{56}\text{Fe} \rightarrow ^{56}\text{Mn}$	3,70	$1,15 \cdot 10^9$	$5,29 \cdot 10^{26}$	$^{56}\text{Mn} \rightarrow ^{56}\text{Cr}$	1,64

нейтронами ядер равновесие сдвигается с ростом плотности в сторону преобладания нейтронов. Переход к ядерным плотностям можно считать концом процесса Н.

Приведённое выше описание Н. относится в основном к вырожденному и холодному веществу при темп-ре $kT \ll \mathcal{E}_F$. При рассмотрении Н. вещество можно считать холодным, если дополнительно $kT \ll \mathcal{E}_F - \mathcal{E}_c$. Эти неравенства могут нарушаться на конечных стадиях эволюции массивных звёзд и в процессе гравитационного коллапса, когда звёздное вещество оказывается относительно горячим. Н. горячего вещества обладает рядом особенностей. Во-первых, становится возможным бета-распад



Во-вторых, появляются позитроны, и, хотя их концентрация невелика, реакция



обычно оказывается эффективнее реакции (4). В-третьих, при темп-рах, превышающих $\approx 5 \cdot 10^9 \text{K}$, ядерные реакции становятся столь быстрыми, что устанавливаются вполне определённые концентрации различных атомных ядер, зависящие только от темп-ры, плотности и соотношения между полным числом нейтронов и протонов в системе (с учётом как свободных, так и связанных в ядрах). Это последнее соотношение регулируется реакциями (1), (4) и (5). В них участвуют ядра как в основных, так и в возбуждённых состояниях, а также свободные нейтроны и протоны. Появление новых нейтронов в реакции (1) компенсируется их исчезновением в реакциях (4) и (5) — устанавливается т. н. кинетич. равновесие бета-процессов. С увеличением плотно-

сти равновесие сдвигается в сторону преобладания нейтронов.

Н. явл. одной из главных причин потери устойчивости достаточно массивных звёзд в конце их эволюции и перехода этих звёзд в состояние гравитац. коллапса, в процессе к-рого интенсивность Н. резко усиливается. Испускаемые в процессе Н. нейтрино определяют параметры мощного всплеска нейтринного излучения, сопутствующего образованию нейтронных звёзд и чёрных дыр.

Н. также имеет важное значение и для др. астрофизич. проблем. Так, от её особенностей существенно зависят физ. условия внутри массивных белых карликов (с массой, близкой к *Чандрасекара пределу*).

Н. представляет собой сложный физ. процесс, исследование к-рого опирается на достижения теории строения звёзд, ядерной физики, термодинамики и теории слабых взаимодействий.

Д. К. Надежин.

НЕЙТРОННЫЕ ЗВЁЗДЫ — гидростатически равновесные звёзды, вещество к-рых состоит в основном из *нейтронов*. Существование Н. з. было предсказано в 30-х гг. 20 в., вскоре после открытия нейтрона. Однако только в 1967 г. они были обнаружены в виде импульсных источников радиоизлучения — *пульсаров*. Затем было установлено, что Н. з. проявляют себя также как *рентгеновские пульсары* (1971 г.) и *вспышечные источники рентг. излучения — барстеры* (1975 г.). Не исключено, что на одной из стадий существования Н. з. явл. источниками *гамма-всплесков*. К 1984 г. открыто ок. 400 Н. з., из них ок. 20 в виде рентг. пульсаров, ок. 40 в виде барстеров, а остальные в виде обычных радиопульсаров.

Плотность и масса Н. з. Теория строения звёзд приводит к однозначной зависи-

мости массы холодной, невращающейся и немагнитной звезды от её центральной плотности ρ_c . На графике этой зависимости (рис. 1) можно выделить два участка, соответствующих устойчивым равновесным состояниям звёзд с резко различающимися значениями ρ_c . Участок $\rho_c < \rho_{csw}$ описывает белые карлики, а участок $\rho_{c, \min} < \rho_c < \rho_{c, \max}$ — Н. з. Плотность Н. з. монотонно уменьшается от центра к периферии, тем не менее плотность подавляющей части

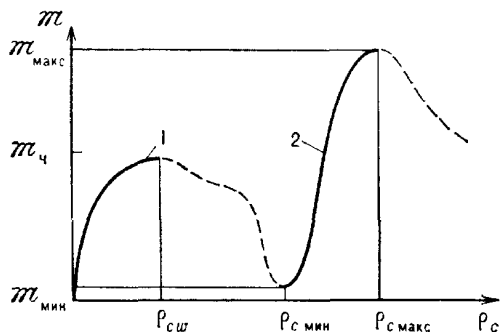


Рис. 1. Качественный вид зависимости массы M холодных звёзд от их центральной плотности ρ_c (по горизонтальной оси масштаб не выдержан). Устойчивые конфигурации изображены жирными сплошными линиями, неустойчивые — штриховыми линиями. 1 — белые карлики, 2 — нейтронные звёзды, M_{ch} — предел Чандрасекара для белых карликов.

вещества Н. з. близка по порядку величины к плотности ядерной материи $\rho_n \approx 2,8 \cdot 10^{14}$ г/см³. Поэтому св-ва вещества в недрах Н. з. имеют много общего со св-вами вещества атомных ядер. Однако в целом Н. з. нельзя рассматривать как гигантское атомное ядро. Атомное ядро представляет собой квантовомеханич. систему частиц (нуклонов), существование к-рой обусловлено действием ядерных сил, тогда как Н. з. — макроскопич. объект, находящийся в равновесии благодаря балансу между сжимающей его силой тяжести (совершенно несущественной в атомном ядре) и перепадом давления от центра к поверхности звезды, к-рый противодействует сжатию.

Внутр. строение Н. з. (радиальное распределение ρ , T и др. параметров) определяется зависимостью давления p холодного вещества от ρ , т. е. уравнением состояния $p(\rho)$ при нулевой темп-ре T , а также условиями гидростатич. равновесия с учётом эффектов общей теории относительности (ОТО).

Именно такие эффекты ОТО, как способность энергии создавать гравитац. поле и искривление пространства при наличии сильного гравитац. поля, определяют существование макс. массы Н. з. $M_{\max}$ при конечной центральной плотности $\rho_{c, \max}$. Численные значения $M_{\max}$ и $\rho_{c, \max}$ зависят от вида уравнения состояния при сверхъядерных плотностях $\rho \gtrsim \rho_n$, поскольку существенная часть вещества Н. з. с массами, близкими к $M_{\max}$, оказывается сжатой именно до таких больших плотностей. Определение $p(\rho)$ в этом случае представляет очень сложную задачу ядерной физики и физики элементарных частиц, для решения к-рой необходимы детальные сведения о взаимодействии нейтронов, протонов и появляющихся при сверхъядерных плотностях мезонов и гиперонов. Различные модели сверхплотного вещества приводят к $M_{\max} = (1,4-2,7) M_\odot$ и $\rho_{c, \max} = 2 \cdot 10^{15} - 10^{16}$ г/см³. Без учёта упомянутых эффектов ОТО и в предположении, что $p(\rho)$ определяется при любых плотностях вырожденным газом невзаимодействующих нейтронов, масса Н. з. была бы ограничена значением $M_{\max} = 5,73 M_\odot$ — т. н. Чандрасекара пределом для нейтронного газа, причём $M_{\max}$ соответствовала бы бесконечной центральной плотности. Решение задачи о структуре Н. з. с тем же уравнением состояния газа нейтронов, но в рамках ОТО, даёт $M_{\max} \approx 0,7 M_\odot$ и $\rho_{c, \max} \approx 6 \cdot 10^{15}$ г/см³. В данном случае эффекты ОТО уменьшают предельную массу Н. з. более чем в 8 раз.

Экспериментальные данные физики высоких энергий показывают, что с уменьшением расстояния между нуклонами ядерные силы притяжения сменяются силами отталкивания. Поэтому при плотностях $\rho \gtrsim \rho_n$ давление вещества оказывается больше, чем для газа невзаимодействующих нейтронов, способность вещества противодействовать сжимающей его силе тяжести увеличивается. В результате $M_{\max}$ повышается до указанных выше пределов, $(1,4-2,7) M_\odot$. Кроме того, отталкивание нуклонов с избытком компенсирует эффект, замедляющий рост давления с увеличением плотности, — рождение новых частиц (мезонов, гиперонов). Разброс предсказываемого значения $M_{\max}$ связан с трудностью построения количеств. теории сверхплотного вещества. Обычно принимают $M_{\max} \approx 2 M_\odot$.

Миним. масса Н. з. $m_{\min} \approx 0,1 m_{\odot}$ ($\rho_{c,\min} \approx 2 \cdot 10^{14}$ г/см³). Плотность вещества внутри Н. з. с массами, близкими к $m_{\min}$, меньше ядерной. Используемое в этом случае ур-ние состояния основывается на богатом экспериментальном материале и поэтому даёт достаточно точное значение $m_{\min}$. Сам факт существования миним. массы Н. з. связан с тем, что при низких плотностях нейтроны в силу своей неустойчивости уже не могут быть преобладающим компонентом вещества. При характерных для Н. з. (в случае $m > m_{\min}$) высоких плотностях нейтроны устойчивы и не распадаются, поскольку уже небольшой примеси протонов и электронов достаточно, чтобы в соответствии с принципом Паули воспрепятствовать распаду остальных нейтронов. Примером массы Н. з., определённой из наблюдений, может служить масса Н. з. $m = (1,42 \pm 0,12) m_{\odot}$ в двойном пульсаре PSR 1913 + 16.

Структура Н. з. Радиусы Н. з. уменьшаются с ростом массы от $R \approx (100-200)$ км при $m = m_{\min}$ до $R = (7-10)$ км при $m = m_{\max}$. Осн. характеристики типичной Н. з. приведены в таблице, а её структура изображена на рис. 2.

Разброс величин в таблице отражает неопределённость ур-ния состояния сверхплотного ($\rho \gtrsim \rho_n$) вещества. Миним. период вращения соответствует равенству гравитационной и центр-

Н. з., регистрируемых далёким наблюдателем [энергия фотонов уменьшается в $(1+z)$ раз]. Измерение красного смещения в рентгеновских и гамма-спектрах Н. з. (именно в этих диапазонах можно ожидать наиболее интенсивного излучения поверхности Н. з.) представляет собой очень важную, хотя и трудную, задачу совр. астрономии. В силу соотношения $1+z = 1/\sqrt{1-r_g/R}$ величина z однозначно определяет один из главных параметров Н. з. — отношение

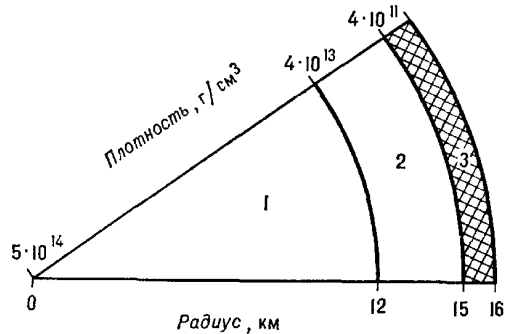


Рис. 2. Схематический разрез нейтронной звезды: 1 — жидкое ядро, состоящее из вырожденных нейтронов с малой примесью вырожденных протонов и электронов; 2 — внутренняя кора, образованная атомными ядрами, переобогащенными нейтронами (присутствуют также вырожденные электроны); 3 — внешняя кора из образующих кристаллическую решётку атомных ядер ^{56}Fe и вырожденных электронов.

Основные характеристики типичной нейтронной звезды с $m = 1,3 m_{\odot}$

Радиус	$R = 18-10$ км
Гравитационный радиус	$r_g \approx 4$ км
Плотность в центре	$\rho_c = 3 \cdot 10^{11} - 2 \cdot 10^{12}$ г/см ³
Минимальный период вращения	$T_{\min} = (8-3) \cdot 10^{-4}$ с
Момент инерции	$I = (2-1) \cdot 10^{45}$ г·см ²
Гравитационное красное смещение для фотонов, покидающих поверхность нейтронной звезды	$z = 0,13-0,3$
Гравитационный дефект массы	$\Delta m = 0,1-0,14$ $\Delta m \cdot c^2 = (1,8-2,5) \cdot 10^{53}$ эрг

бежной сил на экваторе звезды. Гравитацион. красное смещение z определяет относительное увеличение всех длин волн эл.-магн. излучения с поверхности

гравитационного радиуса r_g к фактич. радиусу R . Другой важный параметр — гравитацион. дефект массы Δm — может быть в принципе измерен методами нейтринной астрономии, поскольку соответствующая ему энергия $\Delta m \cdot c^2$ выделяется при образовании Н. з. преимущественно в виде нейтрино.

Самые наружные слои Н. з. состоят, по-видимому, из железа (с возможной примесью Cr, Ni, Co), к-рое образует твёрдую внеш. кору (рис. 2). Плотность вещества быстро увеличивается в глубь звезды и на глубине ≈ 1 км достигает $4 \cdot 10^{11}$ г/см³. При такой плотности осн. компонентом вещества оказываются ядра железа и соседних с ним элементов в таблице Менделеева, сильно переобогащённые нейтронами. Появляется также некое количество свободных нейтронов. Поэтому под внеш. корой Н. з. находится твёрдая, насыщенная нейтронами внутр. кора, к-рая граничит с жидким ядром, состоящим в основ-

ном из вырожденных нейтронов с малой примесью вырожденных протонов и электронов. Если центральная плотность Н. з. превышает 10^{15} г/см³ (напр., в случае Н. з. с массами, близкими к $M_{\text{макс}}$), то вблизи центра звезды вещество содержит помимо нуклонов и электронов также мезоны, гипероны и др. элементарные частицы. Большое значение для физики Н. з. имеет с в е р х т е к у ч е с т ь нейтронного компонента вещества, возможная в жидком ядре и во внутр. коре, а также с в е р х п р о в о д и м о с т ь протонного компонента при плотностях, близких к ядерным.

Образование Н. з. происходит в процессе гравитационного коллапса на конечных стадиях эволюции достаточно массивных обычных звезд. Медленная, длящаяся десятки и сотни млн. лет эволюция массивных равновесных звезд (с массой, по крайней мере, в неск. раз превышающей $M_{\odot}$) может привести к тому, что масса их центральных областей, сильно сжавшихся и исчерпавших запасы ядерного горючего, в нек-рый момент окажется больше предела Чандрасекара $M_{\text{ч}} \approx 1,4 M_{\odot}$ для белых карликов. В таком состоянии центральные области звезды не могут существовать долго — охлаждение и продолжающееся увеличение их массы нарушают баланс между силами тяжести и давлением. В результате очень быстро (за неск. секунд или за доли секунды) центральные области звезды сжимаются до ядерных плотностей, подвергаясь одновременно процессу *нейтронизации*, — рождается Н. з. Массы образующихся таким путем Н. з. могут находиться в пределах $M_{\text{ч}} \lesssim M_{\text{н.з.}} < M_{\text{макс}}$. В случае, когда появление Н. з. сопровождается вспышкой *сверхновой звезды*, значит. часть массы звезды выбрасывается в космич. пространство, что указывает на возможность образования Н. з. с массами $M_{\text{н.з.}} < M_{\text{ч}}$. Но образованию Н. з., по-видимому, не всегда сопутствует вспышка сверхновой звезды (возможен «тихий» коллапс). Другую возможность появления Н. з. представляет эволюция белых карликов в тесных двойных звездных системах. Перетекание вещества со звездного компаньона на белый карлик постепенно увеличивает его массу, и, когда она достигает $M_{\text{ч}}$, белый карлик превращается в Н. з. В этом случае $M_{\text{н.з.}} \lesssim M_{\text{ч}}$ (знак неравенства учитывает возмож-

ный сброс внеш. слоёв белого карлика). В случае, когда перетекание вещества продолжается и после образования Н. з., её масса может со временем значительно увеличиться. При $M_{\text{н.з.}} > M_{\text{макс}}$ Н. з. потеряет устойчивость и в результате *релятивистского гравитационного коллапса* превратится в *чёрную дыру*.

Сильное сжатие центральных областей звезды при переходе в Н. з. (уменьшение радиуса примерно в 100 раз) сопровождается, в силу законов сохранения момента количества движения и магн. потока, резким возрастанием скорости вращения и величины магн. поля. Тем самым получают естеств. объяснение быстрое вращение пульсаров и их сильные магн. поля по сравнению с обычными звёздами и белыми карликами. Однако центробежные и магн. силы не столь велики, чтобы существенно влиять на общую структуру пульсаров. Поэтому строение Н. з. обычно рассматривают без учёта этих эффектов (напр., пренебрегают отклонениями от сферич. симметрии), а роль магн. поля и вращения учитывают в различных процессах потерь энергии Н. з. (таких, как *изгибное излучение*, *синхротронное излучение*, нейтринное и фотонное охлаждение).

Частота образования Н. з. пока ещё известна не очень хорошо, что связано с неопределённостями как в теории эволюции звезд, так и в статистике пульсаров. Обычно принимают, что в Галактике одна Н. з. возникает в среднем раз в 10 лет. Поскольку возраст Галактики $\sim 10^{10}$ лет, то в ней должно содержаться ок. миллиарда Н. з. К настоящему времени зарегистрирована лишь ничтожная часть Н. з. Галактики.

Важнейшие направления исследований Н. з. Определение масс Н. з. в тесных двойных системах (двойные пульсары, рентг. пульсары, барстеры) показало, что их наиболее вероятные значения лежат в пределах $(1-2)M_{\odot}$. Однако неопределённости в значениях $M_{\text{н.з.}}$ ещё велики: для нек-рых Н. з. не исключены массы $0,5 M_{\odot}$ и $3 M_{\odot}$. По-видимому, наиболее точно определена $M_{\text{н.з.}}$ в системе двойного пульсара PSR 1913 + 16: $M_{\text{н.з.}} = (1,42 \pm 0,12)M_{\odot}$.

Систематич. измерение периодов радиопульсаров (т. е. периодов вращения Н. з.) показало, что вращение пульса-

ров постепенно замедляется. Однако на фоне почти монотонного возрастания t случаются небольшие скачкообразные уменьшения периода, а также наблюдаются совсем малые хаотич. вариации t . Увеличение периодов пульсаров объясняется превращением кинетич. энергии вращения в энергию излучения пульсаров. Изменения t приводят к изменению центробежной силы и к накоплению напряжений в твёрдой коре пульсаров, что время от времени вызывает растрескивание коры, а иногда крупные разломы и звездотрясения. Эти процессы явл. причиной скачкообразных сбоев и незначит. вариаций периодов вращения. Временные характеристики изменений содержат важную информацию о св-вах твёрдой коры Н. з. и сверхтекучести их вещества (от сверхтекучести, напр., зависит степень механич. «сцепления» коры и жидкого ядра Н. з.).

Наблюдения в рентг. диапазоне позволили определить *эффективную температуру* T_3 Н. з. в Крабовидной туманности и в *остатке вспышки сверхновой* RCW103, в обоих случаях $T_3 \approx 2 \cdot 10^6 \text{ K}$. Были также установлены надёжные верхние пределы T_3 для Н. з. в ряде молодых остатков вспышек сверхновых. Эти наблюдения удовлетворительно согласуются с теорией охлаждения Н. з., предсказывающей, что Н. з. после образования очень долго должны оставаться горячими: сохранять $T_3 > 10^6 \text{ K}$ в течение неск. десятков тыс. лет. Скорость охлаждения Н. з. зависит от влияния на её теплоёмкость и механизмы переноса энергии сверхтекучести, сверхпроводимости, магн. поля и ряда др. св-в сверхплотного вещества. Поэтому сопоставление теории остывания Н. з. с наблюдениями представляет собой один из эффективных способов исследования структуры Н. з. и физ. св-в ядерной материи.

Большие перспективы в изучении Н. з. связываются с успехами нейтринной астрономии, методы к-рой позволяют определить параметры мощного всплеска нейтринного излучения, сопровождающего рождение Н. з. в нашей Галактике. Тем самым появляется принципиальная возможность не только непосредственно измерить дефект массы Н. з., но и проследить в деталях за самим процессом образования Н. з.

Изучение Н. з. превратилось за последнее десятилетие в одну из самых

увлекательных и богатых открытиями областей астрофизики. Экстремальные физ. условия в Н. з. делают их уникальными естеств. лабораториями, предоставляющими обширный материал для исследования физики ядерных взаимодействий, элементарных частиц и теории гравитации.

Лит.: Манчестер Р., Тейлор Дж., Пульсары, пер. с англ., М., 1980; Смит Ф. Г., Пульсары, пер. с англ., М., 1979; Гинзбург В. Л., О физике и астрофизике, 3 изд., М., 1980; Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюция звезд, М., 1971; Шакура Н. И., Нейтронные звезды и «чёрные дыры» в двойных звездных системах, М., 1976. Д. К. Надежин.

НЕЙТРОННЫЙ ЗАХВАТ — ядерная реакция, сопровождающаяся захватом нейтрона атомным ядром. При этом нейтрон проникает в ядро (кулоновские силы отталкивания на него не действуют) и связывается там, а избыточная энергия образовавшегося ядра (см. *Энергия связи*) испускается, в частности, в виде гамма-фотонов. В этом случае Н. з. наз. радиационным захватом нейтрона. В результате радиационного захвата образуются более тяжёлые изотопы исходного элемента, к-рые могут быть неустойчивыми относительно бета-распада (см. *Бета-процессы*). При бета-распаде неустойчивого изотопа получается следующий по атомному номеру элемент. Различают медленные процессы (s -процессы, от англ. slow — медленный), когда следующий нейтрон поглощается после того, как завершится бета-распад, и быстрые процессы (r -процессы, от англ. rapid — быстрый), в к-рых неустойчивые изотопы успевают захватить следующий нейтрон. Условия, при к-рых Н. з. может происходить в космич. объектах, рассматривает *ядерная астрофизика*. Наряду с радиационным захватом могут происходить и др. процессы Н. з., напр. $n + {}^3\text{He} \rightarrow \text{T} + \text{p}$, $n + {}^6\text{Li} \rightarrow \text{T} + {}^4\text{He}$, $n + {}^{235}\text{U} \rightarrow$ деление урана. В сочетании с др. реакциями Н. з. играет важную роль в образовании хим. элементов.

Д. А. Франк-Каменецкий, М. Ю. Хлопов, **НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЗВЁЗДЫ** — характеризуются заметными изменениями физ. состояния внеш. слоёв в сравнительно короткие интервалы времени, что проявляется в изменении их спектров. Обычно к Н. з. относят только звёзды с ярко выраженными особенностями спектра, прежде всего с присутствием и изменением со временем эмис-

сионных линий (линий испускания). Звёзды, у которых меняются блеск и цвет, принято относить к *переменным звёздам*. Однако одна и та же звезда может рассматриваться как переменная, когда имеются в виду изменения её блеска, и как Н. з., когда речь идёт о более тонких спектр. характеристиках. В строгом смысле нестационарными явл. даже звёзды, кажущиеся вполне стабильными, как, напр., Солнце, поскольку в самых внеш. его слоях (хромосфере, короне) постоянно происходят изменения. Но вклад этих слоёв в интегральное излучение Солнца невелик.

К Н. з. относят весьма различные по свойствам объекты: звёзды спектрального класса В с эмиссионными линиями в спектре (их обозначают Ве), звёзды Вольфа — Райе (WR), переменные звёзды типа эруптивных (взрывающихся) — *сверхновые звёзды*, *новые звёзды*, *вспыхивающие звёзды* типов UV Кита, Т Тельца и др. Общее число Н. з. в Галактике велико. Так, напр., число звёзд Ве составляет примерно $\frac{1}{10}$ долю известных звёзд класса В, а звёзды типа UV Кита вообще должны составлять значит. часть всех звёзд Галактики.

Процессы, протекающие во внеш. слоях звёзд типов Ве и WR, отличаются сравнительной простотой и исследованы более полно, чем у др. Н. з. У этих звёзд наблюдается выброс вещества. У звёзд Ве скорость выброса не превышает неск. десятков км/с, и мощность выброса сравнительно невелика — за год звезда теряет массу ок. $10^{-7} M_{\odot}$. Выбросы вещества приводят к образованию вокруг звёзд Ве газовых оболочек. Звёзды класса В горячие, и в их излучении содержится достаточно много фотонов большой энергии (относящихся к УФ-участку спектра), к-рые в оболочке «перерабатываются» в фотоны оптич. диапазона (фотоны УФ-диапазона ионизуют атомы вещества оболочки, а после *рекомбинации* в атомах происходят каскадные переходы, порождающие наблюдаемые в оптич. диапазоне линии).

Сходным образом возникают яркие линии в спектрах *Вольфа — Райе звёзд*. Эти звёзды также имеют оболочки, но т. к. скорости выброса газа из звёзд WR составляют 1—2 тыс. км/с и за год выбрасывается масса до $10^{-5} M_{\odot}$, то их оболочки более плотны и непрозрачны, чем у звёзд Ве. В них высокоэнер-

гичные фотоны практически полностью перерабатываются в фотоны оптич. диапазона. Т. к. интенсивное выбрасывание вещества не может продолжаться очень долго — масса звезды при этом быстро уменьшается, то звёзды типов WR и Ве считаются молодыми. Возраст первых $\sim 10^6$ лет, вторых $\sim 10^7$ — 10^8 . О молодости звёзд WR и Ве свидетельствует и нахождение их большей частью в составе молодых систем — звёздных ассоциаций.

В спектре симбиотических звёзд — сравнительно немногочисленного класса Н. з. — сочетаются особенности горячих звёзд (эмиссионные линии) с характерными чертами холодных звёзд (молекулярные полосы поглощения). По совр. воззрениям, эти звёзды представляют собой двойные системы, состоящие из горячего и холодного компонентов. В системе имеется много газа, по-видимому, выброшенного звёздами, так что звёзды системы погружены в общее газовое облако. Излучение горячей звезды возбуждает свечение газа, и эмиссионный спектр облака накладывается на спектр поглощения более холодной звезды. Активность такой системы звёзд выражается в происходящих время от времени вспышках, при к-рых возрастает блеск горячей звезды и, вероятно, с ней сбрасывается оболочка. Эта оболочка, расширяясь, пополняет вещество околзвёздного газового облака.

Эруптивные звёзды малой светимости типа UV Кита характеризуются крайне быстрыми изменениями блеска. Менее чем за 1 мин блеск звезды возрастает в десятки раз и за 10—15 мин спадает до первоначального. Такие вспышки происходят по неск. раз в сутки, а более слабые — каждые час-полтора. Общее число вспыхивающих звёзд типа UV Кита в Галактике должно быть очень велико, видны же только ближайшие к Солнцу. На расстояниях свыше неск. сотен св. лет эти звёзды вследствие их малой светимости совр. средствами наблюдать не удаётся.

Звёзды типа UV Кита — холодные карлики с темп-рой на поверхности 2500—3000 К и радиусом в 5—10 раз меньшим, чем у Солнца. Они находятся в стадии сжатия и выхода на *главную последовательность*, причём стадия сжатия у таких звёзд (с массой в десятки раз меньше солнечной) продолжается миллиарды лет. Такая звезда излучает

всего ок. 10^{30} эрг/с, осн. доля этой энергии приходится на ИК-область спектра. Дополнит. энергия, излучаемая в оптич. области спектра за всё время сильной вспышки, составляет 10^{33} — 10^{34} эрг, т. е. достигает энергии, излучаемой Солнцем за 1 с. По общей энергии вспышки звёзд типа UV Кита на один-два порядка превосходят сильные вспышки на Солнце, но по ряду характеристик эти вспышки очень близки друг к другу. Сходство этих явлений состоит ещё и в том, что они охватывают внеш. разреженные слои атмосферы звезды, прозрачные для излучения почти всех длин волн. Поэтому энергия вспышки беспрепятственно уносится излучением из области вспышки, и остывание атмосферы происходит очень быстро. Если бы вспышка захватывала фотосферу, то нагретая область фотосферы должна была бы охлаждаться гораздо медленнее, чем это наблюдается у звёзд типа UV Кита.

Во время вспышек на Солнце отмечаются всплески радиоизлучения (см. *Радиоизлучение Солнца*). Аналогичное явление имеет место и при вспышках звезд типа UV Кита, причём у них энергия радиоизлучения лишь в 100—1000 раз меньше оптической, тогда как при вспышках на Солнце это отношение $\sim 10^5$.

Данные наблюдений лучше всего согласуются с предположением о том, что излучение при вспышке звезды типа UV Кита представляет собой свечение разреженного нагретого газа. Наиболее же интересный вопрос об источнике энергии вспышки и механизме нагрева газа до конца не выяснен. Возможно, источник вспышки связан с конвекцией, к-рая очень сильна у сжимающихся холодных звёзд. Конвекция создаёт магн. поле сложной структуры. Энергия магн. поля в определённых условиях может освобождаться и трансформироваться в энергию вспышки (см. *Вспышки на Солнце*).

Изменения блеска Н. з. типа Т Тельца совершенно нерегулярны. Возрастание блеска может происходить с самой различной скоростью, а продолжительность колебания блеска варьирует от неск. часов до неск. суток. Эти сравнительно холодные звёзды (с темп-рой, близкой к солнечной) имеют в спектре много эмиссионных линий. Из звёзд типа Т Тельца происходит выбрасыва-ние вещества, и эти звёзды, как прави-

ло, находятся в облаках газа — диффузных туманностях или в непосредственной близости от них.

Причины колебаний блеска звёзд типа Т Тельца полностью не выяснены. Однако можно утверждать, что освобождение энергии при вспышке происходит не в атмосфере звёзд, а в более глубоких, подфотосферных слоях. Одна из осн. особенностей звёзд типа Т Тельца состоит в том, что почти все они входят в состав звёздных ассоциаций. Поэтому считается, что звёзды Т Тельца очень молодые — им всего неск. млн. лет, и их нестационарность может быть обусловлена остаточными явлениями *звездообразования*. Возможно, что их вспышки тоже связаны с конвекцией, к-рая сильна в этих звёздах, более массивных, чем UV Кита, но также находящихся в процессе сжатия.

Лит. Каплан С. А., Физика звезд, 3 изд., М., 1977, Гершберг Р. Е., Вспышки красных карликовых звезд, М., 1970, его же, Вспыхивающие звезды малых масс, М., 1978, Горбачкий В. Г., Минин И. Н., Нестационарные звезды, М., 1963, Эруптивные звезды, М., 1970.

В. Г. Горбачкий,

НЕТЕПЛОВЕЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — излучение, генерация к-рого происходит в неравновесных условиях. Можно различать три основных типа Н. и.

Первый тип — это излучение, испускаемое при свободном-свободных, связанно-свободных и связанно-связанных переходах (см. *Взаимодействие излучения с веществом*) в условиях, когда вещество не находится в локальном *термодинамическом равновесии*. В равновесных условиях эти же процессы генерируют тепловое излучение. Излучающее вещество всегда оказывается в неравновесном состоянии (и генерирует Н. и.), если время его термализации (время достижения равновесного распределения частиц по энергиям) превышает время потерь энергии на излучение. Излучательная способность неравновесной плазмы отличается от величины, определяемой законом Кирхгофа. Для её определения необходимо знать неравновесную функцию распределения излучающих частиц по энергиям. Н. и. этого типа может генерироваться при *аккреции* плазмы на компактные объекты. Спектр Н. и. даже оптически толстого слоя не может быть чернотельным. Однако сам факт отличия спектра от планковского ещё не указывает однозначно на нетепловую

природу излучения (см. *Тепловое излучение*).

Н. и. второго типа генерируется процессами, к-рые происходят только в неравновесных условиях. Оно обычно связано с неустойчивостями и коллективными процессами в плазме (см. *Неустойчивости плазмы, Плазменная турбулентность*). Яркостная температура этого излучения может быть очень велика. Пучковая неустойчивость в короне приводит к генерации нетеплового радиоизлучения Солнца. С плазменными неустойчивостями связывают излучение пульсаров. Оценка его яркостной темп-ры лежит в пределах 10^{23} — 10^{31} К.

Н. и. третьего типа генерируется при движении релятивистских заряженных частиц во внешних полях. К этому типу относятся *синхротронное излучение, изгибное излучение*, сюда же следует отнести разные типы переходного излучения. Спектр излучения этого типа определяется распределением релятивистских частиц по энергиям. Источниками синхротронного излучения явл. остатки сверхновых, пульсары и др. объекты, в к-рых происходит ускорение частиц до релятивистских энергий. Считается, что изгибное излучение также играет важную роль в механизме излучения пульсаров.

И. Г. Митрофанов.

НЕУСТОЙЧИВОСТИ ПЛАЗМЫ

Содержание:

1. Введение 440
2. Магнитогидродинамические неустойчивости 440
3. Кинетические неустойчивости 441
4. Параметрические неустойчивости 444

1. Введение

Одной из наиболее важных особенностей плазмы явл. возможность существования и распространения в ней различных типов колебаний и волн. Можно сказать, что плазма представляет собой не только совокупность большого числа заряженных частиц, но также и ансамбль большого числа осцилляторов — собственных колебаний, характеризующихся определёнными значениями волнового вектора и частоты. В равновесной плазме уровень этих колебаний весьма мал, это т. н. тепловые флуктуации. Резко отличная ситуация имеет место при отклонении состояния плазмы от равновесного (элек-

трич. ток в плазме, пучок быстрых частиц и т. д.), когда становится возможным развитие Н. п., т. е. нарастания малых возмущений в плазме до высокого уровня.

2. Магнитогидродинамические неустойчивости

Наиболее радикальными Н. п., приводящими к макроскопич. перемещениям больших участков плазмы, явл. т. н. магнитогидродинамические (МГД) неустойчивости. В зависимости от того, развиваются ли Н. п. за времена, существенно меньшие или сравнимые с характерным временем между соударениями частиц, говорят об идеальных или диссипативных МГД-неустойчивостях.

Из идеальных наиболее существенными явл. желобковая и винтовая Н. п. Возникновение желобковой Н. п. связано с тем, что плазма, как всякий диамагнетик, стремится перемещаться в сторону более слабых магн. полей. В результате отдельные трубки силовых линий будут «всплывать» вместе с заключённой в них плазмой в сторону более слабого поля. Для того чтобы получить критерий неустойчивости, рассмотрим магн. трубку, образованную тонким пучком силовых линий. Объём этой трубки $V = \oint S dl$, где S — поперечное сечение трубки, а интеграл берётся вдоль силовых линий. Плазма, заполняющая трубку, стремится расшириться, но при всяких перемещениях трубки магнитный поток $\Phi = SB$ (B — напряжённость магн. поля) в ней должен сохраняться. Поэтому плазма будет перемещаться в сторону увеличения т. н. удельного объёма магн. трубки $U = \oint dl/B$. Граница плазмы в магн. поле будет устойчива лишь в том случае, когда при смещении её в область, занятую только магн. полем, выполняется условие $\delta U < 0$. В противном случае плазма как бы стремится поменяться местами с магн. полем (отсюда другой термин — конвективная, или перестановочная, неустойчивость). Возмущения поверхности плазмы при этой неустойчивости будут иметь вид желобков, ориентированных вдоль силовых линий.

Если в случае желобковой Н. п. освобождается тепловая энергия, заключённая в плазме, то в случае винтовой Н. п. энергетич. резервуаром для развития неустойчивости служит

магн. поле. Простейшая конфигурация, в к-рой возможна винтовая Н. п., — это плазменный шнур с винтовыми силовыми линиями магн. поля. Неустойчивость развивается в результате того, что силовые линии, стремясь сократиться аналогично резиновым жгутам, деформируют шнур таким образом, чтобы их кривизна уменьшалась. Винтовая Н. п. может быть подавлена при наложении достаточно сильного продольного (вдоль шнура) магн. поля.

В условиях, когда винтовая Н. п. подавлена, в плазме с конечной проводимостью развивается диссипативный аналог винтовой Н. п., при к-ром происходит разрыв силовых линий магн. поля. Эта разновидность Н. п. получила название *разрывной неустойчивости* или *тиринг-неустойчивости* (от англ. *tearing* — разрыв). Наиболее важной явл. разрывная неустойчивость в плазме с нейтральным слоем, по обе стороны от к-рого силовые линии магн. поля имеют противоположное направление. Такой скачок магн. поля поддерживается током в слое. Т. к. сила притяжения между отдельными токовыми нитями растёт при их сближении, а связь этих нитей с остальными нитями ослабляется из-за удаления, то плоский токовый слой разбивается на отдельные жгуты. При этом происходит перестройка конфигурации магн. поля: часть магн. силовых линий, направленных первоначально вдоль слоя, пере замыкается вокруг токовых жгутов. Избыток энергии магн. поля передаётся плазме. Пере замыкание возможно при наличии конечной диссипации в плазме, когда нарушается вмерзненность магн. поля (см. *Магнитогидродинамика*). В бесстолкновительной плазме такая диссипация обусловлена черенковским взаимодействием тиринг-моды с резонансными частицами плазмы в нейтральном слое.

Тиринг-неустойчивость — наиболее существенная Н. п. в астрофизике. В частности, она, по-видимому, отвечает за высвобождение энергии магн. поля магнитосферного хвоста Земли.

3. Кинетические неустойчивости

Кроме МГД-неустойчивостей в плазме могут возбуждаться колебания, для к-рых явл. существенным взаимодействием с отдельными группами частиц (резонансные частицы). Такие Н. п. наз. микро- или кинетич. неустойчивостями.

В основе кинетич. Н. п. лежит возбуждение колебаний или волн отдельными группами резонансных частиц, к-рые в неравновесной плазме могут служить энергетич. резервуаром для неустойчивости. Макроскопич. проявления кинетич. неустойчивостей — возбуждение в плазме интенсивных колебаний (чаще всего шумового характера), обусловленная неустойчивостью релаксация неравновесных распределений

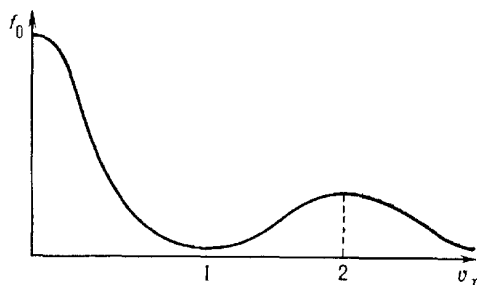


Рис. 1. Функция распределения электронов плазмы и пучка по составляющей скорости в направлении движения пучка.

частиц и, наконец, влияние на процессы переноса в плазме (электрич. ток, диффузию, теплопроводность).

Наиболее простой тип кинетич. Н. п. развивается при взаимодействии с плазмой пучков заряженных частиц. Этот подкласс кинетич. Н. п. получил название *пучковых*. Проще всего интерпретировать пучковую неустойчивость как обращение эффекта затухания Ландау. При наличии в плазме достаточно интенсивного пучка электронов функция распределения по скоростям f_0 имеет второй максимум при скорости, соответствующей ср. скорости частиц пучка v_0 (точка 2 на рис. 1). В этом случае всегда существует интервал скоростей резонансных частиц между точками 1 и 2 на рис. 1, в к-ром производная $\partial f_0 / \partial v_x > 0$. Волны, фазовые скорости к-рых лежат в этом интервале, будут поглощать энергию пучка, а их амплитуды нарастать со временем (см. *Ландау затухание*). Т. о., из широкого спектра плазменных колебаний, возникающих вследствие тепловых флуктуаций, выделяется узкий спектральный интервал волн, находящихся в резонансе с пучком и поглощающих его энергию. Развитие пучковой Н. п. сопровождается разбиением электронного пучка на сгустки и группировкой его частиц в области тормозящих фаз

электрич. поля неустойчивой плазменной волны. Рассмотрим плазменную волну, распространяющуюся в направлении движения пучка и имеющую фазовую скорость v_ϕ , близкую к его ср. скорости v_0 . В системе отсчёта волны электрич. поле, действующее на пучок, квазистационарно и энергия электронов $m_e(v - v_\phi)^2/2 - e\varphi$ (φ — электростатич.

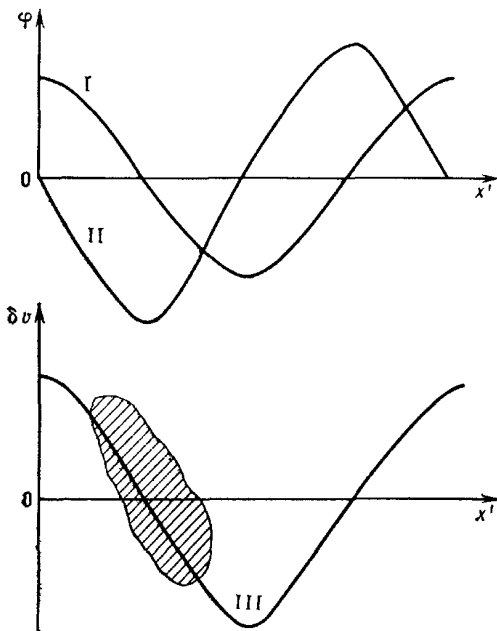


Рис. 2. Автомодауляция пучка при пучковой неустойчивости. I — график электростатического потенциала в волне $\varphi = \varphi_0 \cos kx'$; II — сила, действующая на электроны пучка $e\partial\varphi/\partial x$; III — изменение скорости электронов пучка (δv) в поле волны при $v_0 > v_\phi$. Графики приведены в системе отсчёта волны: $x' = x - v_\phi t$. Положительное значение δv соответствует движению частиц вправо, отрицательное — влево. Частицы скапливаются (группируются) в заштрихованной области.

потенциал в волне) должна сохраняться. Поэтому изменение скорости ($v = v_0 + \delta v$) электронов $\delta v \sim e\varphi/m_e(v_0 - v_\phi)$. Если волна движется несколько медленнее пучка ($v_0 > v_\phi$), то группировка частиц должна иметь место в той области фаз, где $\partial\varphi/\partial x < 0$, т. е. сила электрич. поля волны, действующая на электроны пучка $e\partial\varphi/\partial x$, явл. тормозящей (рис. 2). Электроны, группируясь в области тормозящих фаз поля, отдают энергию волне и тем самым ещё больше усиливают модулирующую их плазменную волну. Развивается пучковая Н. п. —

экспоненциально быстрое нарастание плазменных колебаний с теплового уровня, сопровождающееся модуляцией пучка.

Обычно при пучковой Н. п. энергия плазменных колебаний, возбуждаемых пучком, сравнима с его начальной энергией. Однако в случае интенсивных пучков могут стать существенными эффекты нелинейного взаимодействия плазменных волн друг с другом, перекачивающие энергию в область спектра, где эти волны непосредственно с пучком не взаимодействуют. В этом случае стабилизация (прекращение роста) неустойчивости происходит при уровнях энергии плазменных волн, существенно меньших энергии пучка (см. *Плазменная турбулентность*).

В космич. условиях пучковая Н. п. возникает часто. Напр., образующиеся при *вспышках на Солнце* быстрые частицы, проходя через солнечную корону, возбуждают в ней плазменные колебания, энергия к-рых затем трансформируется в эл.-магн. волны. Эти волны наблюдаются в виде солнечных радиовсплесков III типа (см. *Радиоизлучение Солнца*).

Не менее распространённой в космич. условиях явл. *циклотронная Н. п.*, в основе к-рой лежит возбуждение волн резонансными частицами при нормальном и аномальном *Доплера эффекте*. Условие резонансного взаимодействия волн и частиц при нормальном эффекте Доплера ($\omega - k_{||} v_{||} = \omega_H$) означает, что частота волн ω с учётом доплеровского сдвига $\Delta\omega = \omega v_{||}/c = k_{||} v_{||}$ (т. е. в системе K , движущейся вместе с частицей со скоростью $v_{||}$) совпадает с *циклотронной частотой* ω_H ($k_{||}$ — проекция волнового вектора на направление внешнего магн. поля, $v_{||}$ — компонент скорости вдоль поля). В этом случае излучение волн происходит за счёт энергии поперечного движения заряженной частицы. При резонансе, связанном с аномальным эффектом Доплера ($\omega - k_{||} v_{||} = -\omega_H$), вектор электрич. поля в волне и частица вращаются в противоположных направлениях. В этом случае резонанс возможен только при достаточно большом доплеровском сдвиге частоты, изменяющем направление вращения электрич. вектора волны (в системе K) на противоположное; излучение происходит за счёт энергии продольного движения частицы.

При циклотронной Н. п. возможно возбуждение эл.-магн. волн, в частности вистлеров, распространяющихся вдоль магн. поля, МГД-волн (альвеновских, магнитозвуковых) и др. Как и пучковая, циклотронная Н. п. сопровождается фазовой группировкой резонансных частиц (происходящей в направлении распространения волны), при к-рой резонансные частицы собираются в основном в области тормозящих фаз и усиливают взаимодействующую с ними волну. Отличие от пучковой Н. п. лишь в том, что в случае циклотронной неустойчивости эл.-магн. волны группировка связана с действием на частицы продольного компонента *Лоренца* силы $[v_{\perp} H_1]e/c$, H_1 — магн. поле волны, $v_{\perp}$ — скорость резонансной частицы поперёк внешнего магн. поля. Циклотронная Н. п. возникает не только при наличии пучка в плазме, но и в том случае, когда резонансные частицы имеют анизотропное распределение по скоростям, т. е. когда их распределение по скоростям вдоль магн. поля не повторяет распределение по поперечным скоростям. Именно такая ситуация имеет место в геомагнитной ловушке, как и в любой ловушке с магн. пробками (см. *Магнитосферы планет*). Те заряженные частицы, к-рые движутся приблизительно вдоль магн. поля, проходят сквозь пробку и теряются в атмосфере, а частицы с большими поперечными скоростями, т. е. движущиеся под большими «pitch-углами» к полю, отражаются от магн. пробки и не достигают атмосферы. В результате в системе оказывается недостаток частиц, движущихся вдоль поля, распределение быстрых частиц по скоростям становится анизотропным и возникают условия для развития циклотронной Н. п.

В плазме с анизотропным распределением по скоростям может развиваться т. н. *ш л а н г о в а я* неустойчивость. Физ. механизм этой Н. п. легче всего понять, если рассмотреть *альвеновские* волны в анизотропной плазме. Известно, что альвеновские волны представляют собой колебания упругих нитей — силовых линий магн. поля. Поскольку в бесконечно проводящей плазме частицы привязаны к силовым линиям, то при искривлении силовой линии возникает центробежная сила, пропорциональная энергии продольного (вдоль силовой линии) движения частиц и стремящаяся увеличить ис-

кривление. В анизотропной плазме с большой продольной темп-рой k ($T_{\parallel} - T_{\perp} > H^2/4\pi n$ ($T_{\parallel}$, $T_{\perp}$ — темп-ры, характеризующие движение частиц плазмы вдоль и поперёк магн. поля, n — концентрация заряженных частиц в плазме) эта сила оказывается больше, чем возвращающие силы, связанные с натяжением силовых линий и с диамагнитными св-вами плазмы. В результате силовая линия будет ещё больше искривляться по аналогии с поведением шланга, по к-рому подаётся сильная струя воды. Неустойчивость рассматриваемого типа возможна в плазме *солнечного ветра*, с ней связана диссипация на фронте межпланетных ударных волн.

Наконец, в космич. плазме весьма существенной оказывается т о к о в а я Н. п. Относит. движение электронов и ионов при протекании тока сходно с движением пучка через плазму и приводит к развитию неустойчивости, аналогичной пучковой. В результате токовой Н. п. возбуждаются ионно-звуковые, ионно-плазменные колебания, а при токовых скоростях электронов, больших тепловой скорости, — и более высокочастотные волны. Осн. макроскопич. следствие токовой Н. п. — быстрая передача импульса электронов колебаниям и участвующим в колебаниях ионам, т. е. возникновение аномального сопротивления. С аномальным сопротивлением, по-видимому, связано существование двойных слоёв — скачков потенциала, возникающих при протекании тока. В таких слоях на расстоянии неск. дебаевских радиусов электроны ускоряются до энергий, существенно превышающих тепловую. Двойные слои неоднократно наблюдались в лабораторной плазме, они возникают также в авроральных областях магнитосферы Земли и существуют при установлении магнитосферно-ионосферных связей. Токовые Н. п. имеют место и на фронтах *бесстолкновительных ударных волн*, где из-за резкого изменения магн. поля возникает сильное электрич. поле, в к-ром электроны плазмы приобретают большую направленную скорость. В частности, токовая Н. п. и возбуждение плазменных волн должны иметь место на фронтах ударных волн, образованных вспышками на Солнце. Превращение плазменных волн в электромагнитные вызывает солнечные радиовсплески II типа.

4. Параметрические неустойчивости

При распространении в плазме эл.-магн. волны большой амплитуды имеет место периодич. пространственно-временная модуляция параметров плазмы. На фоне такой модуляции возникает параметрич. связь волн малой амплитуды (пробные волны), и амплитуда этих волн нарастает со временем по экспоненциальному закону. Причиной расщепления пробных волн явл. колебания электронов и ионов плазмы в поле эл.-магн. волны большой амплитуды (волны накачки). Неустойчивости такого типа называются п а р а м е т р и ч е с к и м и.

Наиболее простым примером параметрич. Н. п. явл. распадная неустойчивость волн — эффект, в значит. степени аналогичный параметрич. резонансу в механике. Суть её заключается в том, что при наличии в плазме волны накачки $a(t, r) = a \cos(k_0 r - \omega_0 t)$ с волновым вектором k_0 и частотой ω_0 одновременно нарастают две волны с частотами и волновыми векторами ω_1, k_1 и ω_2, k_2 , удовлетворяющими следующим условиям параметрич. резонанса (распадным условиям):

$\omega_0 = \omega_1 + \omega_2, k_0 = k_1 + k_2$. Рассматривая колебания плазмы как газ квазичастиц, обладающих энергией $\hbar\omega$ и импульсом $\hbar k$, можно наглядно интерпретировать распадные условия как законы сохранения энергии и импульса при распаде кванта с энергией $\hbar\omega_0$ и импульсом $\hbar k_0$ на два других ($\hbar\omega_1, \hbar k_1$) и ($\hbar\omega_2, \hbar k_2$). Поскольку при распаде энергия передается обоим образующимся квантам, то они должны иметь меньшие частоты, чем квант волны накачки: $\omega_0 > \omega_1, \omega_2$. Если волна накачки и пробные волны принадлежат одной и той же ветви дисперсионной кривой колебаний, то распадные условия выполняются далеко не для всякой зависимости $\omega(k)$ (см. *Плазма*). Гораздо проще удовлетворить распадным условиям, если в процесс параметрич. неустойчивости вовлечены неск. ветвей колебаний. Так, напр., для ленгмювской волны накачки выполнение распадных условий возможно при её распаде на ленгмювскую и ионно-звуковую волны (сокращённо $l \rightarrow l' + s$). Соответствующая параметрич. неустойчивость стала первым типом распада волн в плазме, предсказанным и исследованным в 1962 г. Р. З. Сагдеевым

и В. Н. Ораевским. Механизм связи ленгмювских и ионно-звуковых колебаний следующий. При наличии в неизотермической ($T_e \gg T_i$, где T_e, T_i — темп-ры электронов и ионов плазмы) плазме ионно-звуковой волны ленгмювские колебания происходят на фоне медленных вариаций плотности плазмы, вызванных такой волной. Поскольку число ленгмювских квантов $\sim W/\omega_p$ [$W = E^2/4\pi$ — плотность энергии ленгмювских колебаний, E — амплитуда колебаний электрич. поля в ленгмювской волне, $\omega_p = (4\pi e^2 n_0/m_e)^{1/2}$ — их частота, n_0 — концентрация электронов] должно сохраняться, то модуляция плотности плазмы сопровождается модуляцией интенсивности ленгмювских колебаний. Это приводит к возникновению силы высокочастотного давления ленгмювских колебаний (давление «газа» ленгмювских квантов), изменяющей плотность плазмы и таким образом осуществляющей их обратную связь с ионно-звуковыми колебаниями. При заданной амплитуде электрич. поля волны накачки $E_0 = \text{const}$ инкремент нарастания γ_d (величина, обратная времени возрастания амплитуды в e раз) амплитуды пробных волн равен:

$$\gamma_d = \sqrt{\omega_p \omega_s} \sqrt{\frac{E_0^2}{64\pi n_0 k T_e}},$$

где $\omega_s = k(kT_e/m_i)^{1/2}$ — частота ионно-звуковых колебаний (m_i — масса иона). При наличии диссипации энергии пробных ленгмювской и ионно-звуковой волн, обусловленной столкновениями или затуханием Ландау, распадная неустойчивость возникает только при амплитудах волн накачки выше пороговой. Порог для возникновения неустойчивости определяется из условия $\gamma_d^2 > \gamma_l \gamma_s$, где γ_l, γ_s — декременты затухания (величины, обратные времени уменьшения амплитуды в e раз) ленгмювской и ионно-звуковой волн. Отличное от нуля пороговое значение амплитуды волн накачки возникает также в неоднородной плазме за счёт конвективного сноса колебаний из области резонансного взаимодействия.

Кроме рассмотренной выше распадной неустойчивости ленгмювской волны $l \rightarrow l' + s$ в плазме возможно большее число др. распадных неустойчивостей, связывающих различные типы колебаний.

Интересная особенность распадной неустойчивости в неравновесной плазме связана с наличием в ней волн с отрицат. энергией. «Отрицательность» энергии волны означает, что возбуждение волны сопровождается уменьшением, а не увеличением волновой энергии среды. Это возможно в плазме с неравновесным распределением частиц по скоростям (пучок в плазме, анизотропия темп-р и др.). Взаимодействие такой волн с волнами положит. энергии приводит к возникновению параметрич. неустойчивости взрывного типа. Причина её состоит в том, что, отдавая в процессе распада свою энергию пробным волнам, волна накачки увеличивает, а не уменьшает свою амплитуду. Развивающаяся при этом «нелинейная» неустойчивость характеризуется тем, что ее инкремент тем больше, чем большего уровня достигла амплитуда. Т. о., неустойчивость носит характер взрыва, когда за малое время амплитуда волны нарастает до больших значений.

При достаточно больших амплитудах волны накачки инкремент распадной неустойчивости $l \rightarrow l' + s$ превышает частоту ионно-звуковых колебаний. При таких амплитудах медленные движения плазмы, созданные пондеромоторной силой высокочастотного давления, уже не совпадают с ионно-звуковыми колебаниями плазмы. Это вынужденные колебания, дисперсия к-рых полностью определяется волной накачки. В этом случае наиболее интересной явл. параметрич. неустойчивость, при к-рой происходит модуляция ленгмюровской энергии с длиной волны, существенно меньшей, чем у волны накачки, — *м о д у л я ц и о н н а я н е у с т о й ч и в о с т ь*. Физ. механизм неустойчивости следующий. При движении на фоне медленно изменяющихся вариаций плотности плазмы (δn) частота (энергия) плазмонов — квантов ленгмюровских волн — сохраняется. Из закона дисперсии этих волн

$$\omega_l(k) = \omega_p \left(1 + \frac{\delta n}{2n_0} \right) + \frac{3}{2} k^2 D^2 \omega_p$$

(D — дебаевский радиус, n_0 — невозмущенная плотность плазмы) следует, что в «провалах» плотности плазмы ($\delta n < 0$) волновое число k и кинетич. энергия плазмонов возрастают (второе слагаемое можно рассматривать как кинетическую, а первое как потенциальную энергию плазмонов в ед. $\hbar$). Т. о., об-

ласти пониженной плотности плазмы играют роль потенциальных ям для плазмонов. Это приводит к их локализации в «провалах» плотности и, следовательно, к возрастанию силы высокочастотного давления плазмонов в «провале». Под действием этого давления плазма вытесняется из области локализации плазмонов, ещё больше углубляя «провал» плотности и тем самым создавая ещё более глубокую потенциальную яму для плазмонов. Развивается неустойчивость автомодуляции пространственного распределения плазмонов — стягивание их в сгустки — каверны, из к-рых силой высокочастотного давления вытеснена плазма. Нелинейной стадии модуляционной неустойчивости соответствует ленгмюровский коллапс — схлопывание каверн, носящее характер взрыва и происходящее вплоть до достижения ими размеров, при к-рых становится существенным затухание Ландау запертых в кавернах плазмонов. Идея о коллапсирующих кавернах как элементарных ячейках, транспортирующих ленгмюровскую энергию в коротковолновую область поглощения, лежит в основе теории ленгмюровской турбулентности.

Лит. см при ст. Ландау затухание.

В И Шевченко.

НОВЫЕ ЗВЁЗДЫ — звёзды, блеск к-рых внезапно увеличивается в тысячи и даже миллионы раз (в среднем на 12 звездных величин).

Начальный период вспышки Н. з. — до того, как блеск достигает максимума, продолжается неск. суток. Спад блеска до первоначального значения длится годами и десятилетиями. Но сначала блеск уменьшается достаточно быстро, особенно у т. н. быстрых Н. з., у к-рых за неск. недель излучение слабеет в сотни раз (рис. 1). Обычно через неск. лет после максимума блеска вокруг Н. з. наблюдается расширяющаяся газовая оболочка. По угловой скорости увеличения размеров оболочки установлено, что она образуется в начальный момент вспышки. Это свидетельствует об отрыве от Н. з. её внеш. слоёв при вспышке. У типичной быстрой Н. з., вспыхнувшей в 1918 г. в созвездии Орла, на фотографиях 1922 г. и более поздних (рис. 2) была обнаружена расширяющаяся газовая туманность, радиус к-рой увеличивался ежегодно на 1". По доплеровскому смещению линий спектра оболочки (см.

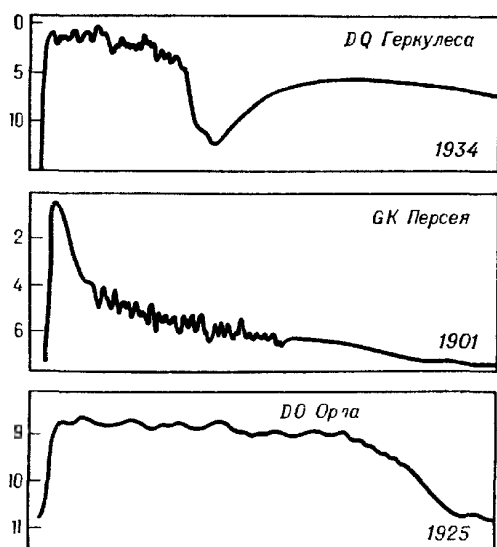


Рис. 1. Кривые блеска трёх новых звёзд в течение первых 350 сут после вспышки. По оси ординат отложена звёздная величина, указан год вспышки.

Доплера эффект) была установлена скорость её расширения ≈ 1700 км/с (у др. Н. з. скорость расширения оболочки имеет тот же порядок). Сопоставление угловой и линейной скоростей расширения позволило установить, что Новая Орла находится на расстоянии 360 пк. Её абс. звёздная величина до вспышки была оценена примерно в $+5^m$. В максимуме блеска она достигла -8^m , т. е. блеск Н. з. при вспышке возрос на 13^m .

Подобно Новой Орла, большинство известных Н. з. находится на расстояниях, не превышающих неск. тысяч св. лет. Более далёкие Н. з. трудно заметить, гл. обр. вследствие кратковременности периода их макс. блеска. Практически становятся извест-

ными Н. з., вспыхивающие в небольшой ($\sim 0,01$) доле объёма Галактики. Всего же в Галактике ежегодно должно вспыхивать более сотни Н. з. Распределение Н. з. в пространстве неоднородно. Н. з. концентрируются к плоскости Галактики, они входят в состав звёзд галактич. диска. Благодаря высоким абс. величинам в максимуме блеска, Н. з. были обнаружены и в др. галактиках: ок. 230 — в Туманности Андромеды и ок. 20 — в Магеллановых Облаках.

Изменения блеска Н. з. сопровождаются значит. изменениями их спектра. На ранних стадиях вспышки (до достижения максимума блеска) оторвавшаяся оболочка звезды остаётся ещё непрозрачной. Усиление блеска Н. з. на этом этапе объясняется увеличением радиуса звезды; линии поглощения смещены в фиолетовую сторону, что и указывает на быстрое расширение оболочки. Вследствие расширения сброшенная оболочка становится более прозрачной. В момент, когда она оказывается прозрачной для видимого излучения более глубоких и горячих слоёв, Н. з. достигает максимума блеска. После этого наряду с линиями поглощения осн. оболочки появляются др. системы линий с большими смещениями. Они образуются в результате последующих выбросов газа из звезды, догоняющих главную оболочку. Кроме линий поглощения появляются широкие линии излучения, образуемые частью оболочки, не проецирующейся на звезду (рис. 3). Возбуждение свечения в линиях (эмиссионного спектра) производится ударами электронов. На более поздней стадии расширения появляется типичный спектр газовой туманности, содержащий яркие линии излучения ионов

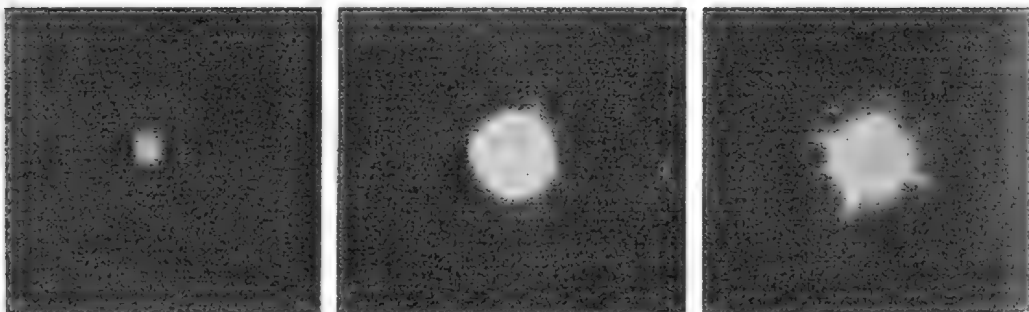


Рис. 2. Фотографии новой звезды NAQ1, вспыхнувшей в созвездии Орла в 1918 г., полученные соответственно в 1922 г., 1926 г. и 1931 г. Фотографии показывают, что сброшенная звездой оболочка со временем расширяется.

ОIII, HeII, NeIII, CIV и др., к-рые возникают в процессе флюоресценции газа (коротковолновое излучение звезды с $\lambda < 912 \text{ \AA}$ поглощается оболочкой, а поглощённая энергия переизлучается в форме фотонов меньшей энергии, соответствующих частотам оптич. диапазона). В результате взаимодействия оболочки с догоняющими её потоками газа и с межзвёздной средой оболочка становится неоднородной, причём её неоднородность растёт со временем. Постепенно оболочка Н. з. рассеивается в пространстве, сливаясь с межзвёздной средой.

Массы оболочек, найденные по излучению в частотах спектральных линий, лежат в интервале $10^{28} - 10^{29} \text{ г}$. Поскольку эта величина мала даже по сравнению с массой звезды-карлика, то, следовательно, от Н. з. при её вспышке отрываются только самые внеш. слои.

Вспышка Н. з. представляет собой результат взрыва, происшедшего глубоко под поверхностью звезды. Кинетич. энергия расширяющейся оболочки, сообщённая ей при взрыве, достигает $10^{45} - 10^{46} \text{ эрг}$. За счёт энергии взрыва и энергии, содержащейся в оторвавшейся оболочке, обеспечивается сильное излучение Н. з. в период максимального блеска. За это время Н. з. излучает в оптич. области спектра ок. 10^{45} эрг . В период после максимума блеска у нек-рых из Н. з. зафиксировано мощное ИК-излучение, связанное, по-видимому, с присутствием в оболочке значит. количества космич. пылинок, нагреваемых невидимым высокочастотным излучением Н. з. Если учесть этот факт, то оказывается, что общее количество энергии, освободившейся при взрыве, может достигать $\sim 10^{47} \text{ эрг}$.

Истолкованием явлений, наблюдаемых при вспышке, до недавнего времени и ограничивалась теория Н. з. В понимании происхождения вспышек значит. прогресс был достигнут лишь после того, как было обнаружено, что все достаточно детально исследованные бывшие Н. з. входят в состав тесных двойных систем (см. *Эволюция тесных двойных звезд*). При этом один из компонентов такой системы — *белый карлик*, а другой — *карлик позднего спектрального класса*. Впервые факт двойственности установил М. Уокер (США) в 1954 г. для звезды DQ Геркулеса, вспыхнувшей как Н. з. в 1934 г. Эта

двойная система имеет орбитальный период всего 4 ч 39 мин. Согласно теоретич. расчётам, подтверждаемым наблюдениями, в системе происходит перетекание газа от красного карлика на белый карлик. В результате *аккреции* этого газа внеш. слои белого карлика обогащаются водородом. По мере на-

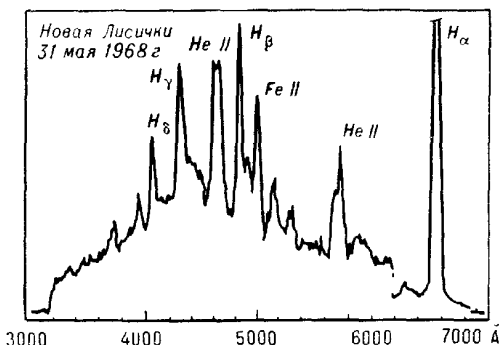


Рис. 3. Типичный спектр новой звезды; по оси абсцисс приведены длины волн в $\text{\AA}$, по оси ординат — относительная интенсивность спектральных линий; $H\alpha$, $H\beta$ и т. д. — линии водорода (серия Бальмера), HeII — линии иона гелия, FeII — линии иона железа.

копления газа у поверхности звезды в более глубоких слоях повышаются плотность и темп-ра. Когда захваченная масса водорода достигает критич. величины ($\sim 10^{30} \text{ г}$), темп-ра и плотность там увеличиваются настолько, что начинаются термоядерные реакции *углеродного цикла*, превращающие водород в гелий. Выделение большой энергии в ходе очень быстро протекающих ядерных реакций приводит к резкому повышению давления и возникновению *ударной волны*. Сильная ударная волна, распространяющаяся наружу, приводит в движение внеш. слои водородной оболочки белого карлика. Те слои, скорость к-рых оказывается больше *параболической скорости*, отрываются от звезды, образуя газовую оболочку Н. з. Темп-ра же слоёв газа, удержанных звездой, остаётся высокой, их энергия постепенно высвечивается.

После вспышки снова начинается аккреция газа на белый карлик, и через нек-рое время (по-видимому, $\sim 10^3 \text{ лет}$) вспышка должна повториться. С. о., вспышки Н. з. в данной двойной системе должны происходить много раз. Поэтому оцениваемое общее число вспышек за время существования Галактики ($\sim 10^{12}$) может быть обеспечено сравни-

тельно небольшим ($\sim 10^9$) числом тесных двойных звёзд.

По характеру изменения блеска с Н. з. сходны т. н. повторные новые. Вспышки у них повторяются через неск. десятков лет. При вспышке блеск возрастает за неск. суток в тысячи раз, спад блеска продолжается неск. месяцев. Период повторяемости вспышек, по-видимому, больше у тех повторных новых, к-рые сильнее увеличивают блеск. Судя по широким линиям излучения в спектрах, вокруг повторных новых также образуются расширяющиеся газовые оболочки. Но непосредственно оболочки не наблюдались, возможно, из-за небольшой их массы и быстрого рассеяния в пространстве. Энергия, выделяемая за время вспышки повторной новой, достигает 10^{42} — 10^{43} эрг. Все подробно исследованные повторные новые также оказались двойными звёздами с периодами обращения 5—6 ч.

Кроме рассмотренных существуют звёзды типа U Близнецов, у к-рых вспышки с изменением блеска в сотни раз (на 4—5^m) повторяются через 50—100 сут. Их часто наз. также карликовыми Н. з. При вспышке, в среднем длящейся неск. суток, выделяется энергия $\sim 10^{40}$ эрг. Эти звёзды представляют собой двойные системы звёзд-карликов, аналогичные системам, содержащим Н. з. Возможно, что вспышка у них начинается с возрастания блеска холодного спутника, сопровождаемого усилением перетекания вещества на белый карлик.

Лит.: Горбачкий В. Г., Космические взрывы, 3 изд., М., 1979, Псковский Ю. П., Новые и сверхновые звезды, М., 1974; Эруптивные звезды, М., 1970.

В. Г. Горбачкий.

НУКЛЕОСИНТЕЗ — см. Происхождение химических элементов.

НУКЛИДЫ — разновидности атомных ядер, отличающиеся либо массовым (A), либо зарядовым (Z) числом (т. е.

числом протонов или числом нейтронов), либо и тем и другим одновременно. Н. с одинаковым Z , но разным A наз. *изотопами*, а с одинаковыми A , но разными Z — *изобарами*.

Ядерная астрофизика имеет дело, по существу, не с элементами, а с Н., т. к. в ядерных реакциях, напр., разные изотопы одного элемента так же отличны друг от друга, как и ядра разных элементов. Лишь потому, что данных об изотопном составе космич. тел очень мало, обычно говорят о распространённости и происхождении не Н., а элементов. Н. обозначаются хим. символами соответствующих элементов с двумя индексами, из к-рых нижний указывает значение Z , верхний — значение A . Так, ${}^3_2\text{He}$ означает лёгкий изотоп гелия с массовым числом 3 и зарядом 2. Нижний индекс очень часто опускают, т. к. хим. символ уже указывает атомный номер элемента в периодич. системе. Для простейших Н. употребляются особые символы: ${}^4_2\text{He}$ (α -частица) обозначается как α , ${}^1_1\text{H}$ (протон) — как p , ${}^2_1\text{H}$ (дейтрон) — как d .

Д. А. Франк-Каменецкий.

НУКЛОНЫ — общее наименование для протонов и нейтронов — частиц, из к-рых состоят ядра атомные. Протон и нейтрон могут рассматриваться как два различных зарядовых состояния одной элементарной частицы — Н. Антипротон и антинейтрон соответственно наз. антинуклонами. В свободном состоянии устойчивым Н. явл. протон (нейтрон подвержен бета-распаду), при больших плотностях (в ядрах атомов или нейтронных звёздах) могут становиться устойчивыми нейтроны, а протоны могут быть нестабильны относительно β^+ -распада или электронного захвата (см. Бета-процессы). Осн. масса визуально наблюдаемого вещества состоит из Н.

Д. А. Франк-Каменецкий, М. Ю. Хлопов.



ОБИЛИЕ — относительное содержание хим. элементов. В астрономии обычно приводят отношение концентрации элемента (числа атомов и ионов данного элемента в ед. объёма) к концентрации наиболее распространённого во Вселенной элемента — водорода.

Иногда *O.* выражают в долях массы ед. объёма вещества, т. е. как отношение массы данного элемента в ед. объёма к полной массе вещества в этом объёме. В этом случае *O.* водорода часто обозначают буквой *X*, *O.* гелия — буквой *Y* и суммарное *O.* более тяжёлых элементов — буквой $Z(X + Y + Z = 1)$. Типичные для космич. объектов значения *O.* приведены в ст. *Распространённость элементов*.
Н. Г. Бочкарев.

ОБОЙДЕННЫЕ ЯДРА — устойчивые атомные ядра, лежащие в стороне от всех возможных путей образования тяжёлых ядер из более лёгких в процессе последовательного захвата последними нейтронов (см. *Нейтронный захват*, *Происхождение химических элементов*). Именно с этим обстоятельством связано возникновение термина *о б о й д е н н ы е я д р а*. Среди устойчивых ядер *O. я.* наиболее богаты протонами. К ним относятся самые лёгкие из *изотопов* данного элемента, а из *изобаров* — обладающие наибольшими зарядовыми числами. Распространённость *O. я.*, как правило, примерно на два порядка величины ниже, чем у близких к ним ядер, лежащих на пути нейтронного захвата (см. *Распространённость элементов*). К *O. я.* относятся: ^{74}Se , ^{78}Kr , ^{80}Kr , ^{84}Sr , ^{92}Mo , ^{94}Mo , ^{96}Ru , ^{98}Ru , ^{102}Pd , ^{106}Cd , ^{108}Cd , ^{113}In , ^{112}Sn , ^{114}Sn , ^{115}Sn , ^{120}Te , ^{124}Xe , ^{126}Xe , ^{130}Ba , ^{132}Ba , ^{136}Ce , ^{138}Ce , ^{144}Sm , ^{152}Gd , ^{152}Dy , ^{158}Dy , ^{162}Er , ^{164}Er , ^{168}Yb , ^{174}Hf , ^{180}W , ^{184}Os , ^{190}Pt , ^{196}Hg .

Почти все *O. я.* имеют чётное *массовое число*; исключениями явл. *магическое ядро* ^{115}Sn (с магич. числом 50 про-

тонов) и близкий к нему ^{113}In . К *O. я.* следует также отнести два неустойчивых ядра — ^{138}La и ^{180}Ta , с очень большими *временами жизни* (соответственно $1,1 \cdot 10^{11}$ лет и свыше $1 \cdot 10^{13}$ лет). Существование *O. я.* ставит проблему поиска и исследования процессов образования тяжёлых ядер, не связанных с захватом нейтронов.

Анализ наблюдаемой распространённости *O. я.* показывает, что они не могли образоваться в равновесных процессах на медленной эволюц. стадии развития звёзд. По-видимому, только на последней, катастрофич. стадии эволюции массивных звёзд (см. *Гравитационный коллапс*) могут реализовываться физ. условия, необходимые для формирования наблюдаемого *обилия O. я.* При этом образование *O. я.* в сбрасываемом веществе оболочки массивной звезды *O. я.* может происходить либо в результате взаимодействия нейтрино, испускаемых коллапсирующим ядром звезды, с веществом внутри слоя её оболочки, либо в каком-то др. неравновесном процессе.

Лит.: Франк-Каменецкий Д. А., Реакции (p, n) и (p, 2n) и происхождение обойденных ядер, «Астрономический журнал», 1961, т. 38, в. 1, с. 91, Домогацкий Г. В., Надежин Д. К., Образование обойденных изотопов под действием нейтрино и возможная роль нейтрино в нуклеосинтезе, там же, 1978, т. 55, в. 3, с. 516.

Д. А. Франк-Каменецкий, Г. В. Домогацкий.
ОБОЛОЧКИ-ГИГАНТЫ в межзвёздной среде — оболочки из уплотнённого холодного межзвёздного газа, окружающие области горячего разреженного газа. По своим физ. св-вам *O.-г.* близки к оболочкам — *остаткам вспышек сверхновых*, но имеют значительно большие размеры.

В 1980 г. с борта внеатмосферной обсерватории «ХЕАО-А» (США) был обнаружен гигантский (очень протяжённый) источник мягкого рентг. излучения в созвездии Лебедя с

центром около звезды γ Лебеда и угловым размером $13^\circ \times 18^\circ$ (Cygnus Superbubble, CS). Расстояние до этого источника оценено в 2 кпк, хотя, возможно, оно и несколько меньше (нижнюю оценку даёт расстояние в 0,8 кпк до остатка сверхновой — Петли Лебеда, к-рый расположен к нам ближе, чем рентг. источник). Источник CS частично заслонён от нас плотными облаками газа и пыли, известными под названием Большой Провал (Great Rift). Вблизи центра источника CS расположена мощная звёздная ассоциация OB2, также сильно заслонённая газово-пылевыми облаками. При расстоянии до источника ≈ 2 кпк его поперечник равен 0,4 кпк, т. е. примерно толщине диска Галактики.

По оптич. наблюдениям в линии водорода H_α ($\lambda = 6563 \text{ \AA}$) граница рентг. источника окаймлена системой водородных волокон, существование к-рой можно объяснить распространением в межзвёздной среде ударной волны. Радиоастрономич. наблюдения на волне 21 см показали, что рентг. источник окружён сверхоболочкой из нейтрального холодного водорода. Это согласуется с картиной движения ударной волны: перед её фронтом находится холодный нейтральный газ, а за фронтом — очень горячая плазма, излучающая преимущественно в рентг. и УФ-диапазонах. По спектру рентг. излучения, почти идентичного для разных участков источника, была определена темп-ра излучающей плазмы $T \approx 2 \cdot 10^6 \text{ К}$. По измеренному потоку излучения $f = 1 \text{ фотон/(см}^2 \cdot \text{с)}$ (около Земли), данным о средней по спектру энергии фотонов $\epsilon = 0,8 \text{ кэВ}$ и межзвёздном поглощении излучения (оно ослабляется примерно в 8 раз) вычислены поток энергии излучения $F \approx 10^{-8} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, полная рентг. светимость источника $L_{\text{CS}} \approx 5 \cdot 10^{36} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$ и пространственная концентрация электронов в источнике $n_e \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-3}$. Отсюда следует, что запас внутр. энергии излучающей плазмы при норм. исходном хим. составе газа ($n_{\text{He}}/n_{\text{H}} \approx 0,1$) равен $\mathcal{E}_{\text{CS}} \approx \frac{3}{2} kT (2n_{\text{H}} + 3n_{\text{He}}) \cdot V_{\text{CS}} \approx \frac{3}{2} kT \cdot 1,91 n_e \cdot V_{\text{CS}} \sim 10^{52} \text{ эрг}$ (в этой ф-ле n_{H} — число атомов водорода, n_{He} — число атомов гелия в 1 см^3 , $V_{\text{CS}} \approx 5 \cdot 10^{62} \text{ см}^3$ — объём источника). Полученное значение внутр. энергии ис-

точника слишком велико, чтобы связать его происхождение со вспышкой обычной сверхновой звезды (ср. энергия, выделяющаяся при вспышке обычной сверхновой, составляет $\approx 5 \cdot 10^{50} \text{ эрг}$).

Существуют две осн. гипотезы о происхождении О.-г. в созвездии Лебеда. Согласно первой из них, оболочка возникла под действием звёздного ветра, к-рый создают следующие друг за другом вспышки сверхновых. Порожденные взрывами сверхновых потоки газа движутся со скоростями $\sim 10^4 \text{ км/с}$, типичными для расширения молодых остатков сверхновых. Для создания и поддержания мощного «ветра» частота вспышек сверхновых должна быть достаточно высокой. Это требование может выполняться, т. к. рассматриваемые процессы протекают в плотных газово-пылевых облаках, где могут рождаться массивные О-звёзды (см. *Звездообразование*). Эти звёзды быстро эволюционируют (за $\sim 10^6$ лет) и заканчивают свою жизнь вспышкой сверхновой. Как показали расчёты, исходившие из начальной концентрации частиц межзвёздного газа $n_0 \approx 1 \text{ см}^{-3}$ ($n_0 = n_{\text{H}} + n_{\text{He}}$), О.-г. в Лебеде могла бы возникнуть при последовательно произошедших вспышках ок. 40 сверхновых (возраст оболочки оценивается в $4 \cdot 10^6$ лет).

Вторая гипотеза рассматривает происхождение рентг. источника CS и О.-г. как результат очень мощного взрыва единичной массивной звезды. Согласно расчётам, энергия, выделившаяся при таком взрыве, должна достигать $\mathcal{E}_0 \approx 5 \cdot 10^{52} \text{ эрг}$, а время, прошедшее с момента взрыва, ~ 1 млн. лет (при $n_0 \approx 1 \text{ см}^{-3}$). Важнейшей проблемой для второй гипотезы явл. реальность единичных взрывов с аномально большим энерговыделением (примерно в сто раз превышающим энергию вспышек обычных сверхновых). Возможность столь мощных взрывов следует из анализа кривой блеска одной необычной сверхновой SN1961v. Эта сверхновая, судя по кривой блеска, резко отличалась от сверхновых первого и второго типов. Её кривая блеска, во-первых, не имела начального куполообразного максимума; во-вторых, платообразный ход кривой, длившийся более года, сменился значительным подъёмом с последующим крутым падением блеска; в-третьих, на спадающей части кривой выявились ступени, так что эта сверхновая наблюдалась

очень долго, ок. 10 лет. Анализ кривой блеска SN 1961v привёл к неожиданным результатам: $\mathcal{E}_0 \sim 10^{52}$ эрг, масса $M_{SN} \sim 10^3 M_{\odot}$, $R_{SN} \sim 10^2 R_{\odot}$. На более ранних фотографиях в месте вспышки сверхновой SN 1961v удалось обнаружить предсверхновую с очень высокой абс. светимостью, к-рая вполне соответствует указанным выше параметрам. Схожий по характеристикам звездообразный объект R136a был открыт недавно в Большом Магеллановом Облаке.

Упомянутые расчёты распространения звёздного ветра (первая гипотеза) или продуктов единичного взрыва (вторая гипотеза) в межзвёздной среде осуществлялись в рамках модели «снежного плуга», рассматривающей источник как расширяющуюся область неизлучающего горячего газа, окружённого плотной излучающей тонкой оболочкой. Оболочка возникает из сгребённого вещества межзвёздной среды. По сравнению с массой оболочки масса горячего газа в центральной области считается пренебрежимо малой, как и толщина оболочки по сравнению с размером области. Теория позволяет определить простые степенные зависимости от времени осн. характеристик источника: внутр. энергии, давления в центральной области и радиуса О.-г. С учётом адиабатичности газа в начальной стадии расширения удаётся определить энергию взрыва, а затем и др. характеристики предсверхновой звезды (аналогично можно получить характеристики звёздного ветра в первой гипотезе).

В рамках второй гипотезы намечается эволюционная последовательность: 1) сверхмассивные звёзды типа R136a ($M \approx 10^3 M_{\odot}$), 2) аномально мощные взрывы сверхновых типа SN 1961v ($\mathcal{E}_0 \sim 10^{52}$ эрг), 3) гигантский остаток сверхновой типа Cygnus Superbule ($R_{CS} \approx 200$ пк).

Существуют и др. гипотезы происхождения О.-г. в Лебеде. Прежде всего значительный вклад в образование О.-г. мог внести обычный звёздный ветер от горячих и массивных звёзд, в частности звёзд упомянутой OB2-ассоциации. Существует и такая крайняя точка зрения, что вся О.-г. явл. кажущимся наложением обычных оболочек, порождённых звёздами OB-ассоциации и отдельными вспышками сверхновых. Тем не менее в пользу единой причины обра-

зования О.-г. в созвездии Лебеда косвенно свидетельствует существование др. объектов подобного типа в Галактике и в соседних галактиках. Методами радиоастрономии обнаружены десятки О.-г. диаметром от 100 до 300 пк. Они проявляют себя и в рентгеновском диапазоне длин волн. В близкой окрестности Солнца имеются, по-видимому, ещё два объекта, подобных объекту CS: туманность в Парусе (Gum Nebula) и комплекс в Орионе — Эридане, связанный, по-видимому, с петлей Барнарда. Вклад таких оболочек, содержащих горячий газ, в энергетiku межзвёздной среды может оказаться очень большим (грубо говоря, в них может быть сосредоточена половина энергии межзвёздной среды).

В. С. Имшенецкий.

ОБЪЕКТ SS 433 получил своё название по порядковому номеру в каталоге Сандюлика и Стивенсона (Sanduleak N., Stephenson C. B.; США), содержащему звёзды с сильной эмиссионной линией H_{α} . В «Общем каталоге переменных звёзд» он обозначен как V 1343 Орла. Это слабый галактич. звездообразный объект, испытывающий сильное покраснение за счёт *межзвёздного поглощения* света; его визуальная звёздная величина меняется прил. от 13 до 15^m. SS 433 явл. также источником радио- и рентг. излучения. Расстояние до SS 433 ≈ 5 кпк, он расположен в центре *пекулярного остатка вспышки сверхновой*, т. н. плериона W 50 с возрастом 10^4 — 10^5 лет.

Уникальной особенностью этого объекта явл. наличие в его спектре трёх систем сильных эмиссионных линий водорода и нейтрального гелия (рис. 1). Длины волн т. н. стационарных линий близки к их лабораторным значениям. Две др. системы линий перемещаются по спектру с периодом 164 сут. причём смещения ($\Delta\lambda = \lambda - \lambda_0$, где λ , λ_0 — соответственно наблюдаемая и лабораторная длины волн спектр. линий) достигают громадной величины, ~ 1000 Å (рис. 2), соответствующие *лучевые скорости* (см. *Доплера эффект*) меняются от $+5 \cdot 10^4$ до $-3 \cdot 10^4$ км/с. Центр симметрии смещения подвижных эмиссионных линий сдвинут относительно стационарных линий в красную часть спектра приблизительно на двести ангстрем.

Эта картина совместима с представлением о том, что подвижные эмиссион-

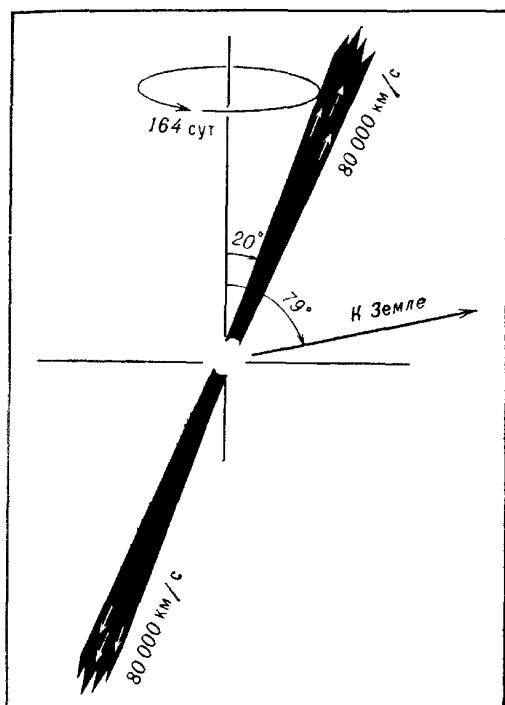


Рис. 3. Кинематическая модель SS 433.

ный и имеет втрое большую ширину. Интенсивность стационарной линии H_{α} коррелирует с фазой ψ прецессионного 164-суточного периода. Иногда наблюдаются всплески оптич. излучения с амплитудой до $0,5^m$ и характерным временем от неск. часов до неск. суток. Эти всплески сопровождаются резким увеличением ширины и интенсивности стационарной линии H_{α} (до трёх раз). По-видимому, оптич. всплески SS 433 коррелируют с радиовсплесками этого объекта, причём радиовсплески запаздывают относительно оптических в среднем на 1 сут.

Наличие мощного стационарного эмиссионного линейчатого спектра, а также данные наблюдений в ИК-диапазоне свидетельствуют о том, что в SS 433 помимо коллимированных релятивистских выбросов имеется также квазисферич. истечение вещества со скоростью ≈ 2000 км/с и огромным темпом потери массы, $\sim 10^{-4} M_{\odot}$ в год.

Узкие эмиссионные пики стационарных линий H_{α} , H_{β} и стационарная линия ионизованного гелия $HeII$ с $\lambda = 4686 \text{ \AA}$ испытывают доплеровские

сдвиги с периодом 13,08^d; для H_{α} , H_{β} полуамплитуда ≈ 70 км/с, для $HeII$ ($4686 \text{ \AA}$) ≈ 195 км/с. С этим же периодом меняется и блеск SS 433, причём в моменты, близкие к моментам T_3 , кривая блеска обнаруживает чётко выраженные минимумы глубиной до $0,7^m$, связанные с затмениями. Соотношение фаз кривых блеска и лучевых скоростей доказывает, что SS433 явл. затменной двойной системой, состоящей из нормальной звезды и аккреционного диска, причём в момент главного минимума наблюдается затмение нормальной звездой оптически яркого аккреционного диска, окружающего компактный объект. Внезатменный блеск системы, форма кривой блеска и глубины минимумов, связанных с затмениями, меняются с фазой 164-суточного периода так, что максимум внезатменного блеска наблюдается в моменты T_3 . Сводная кривая регулярных изменений блеска SS 433 и кривые лучевых скоростей, определённых по подвижным эмиссионным линиям, приведены на рис. 4. Эти данные непосредственно указывают на то, что в системе SS 433 имеется оптически яркий аккреционный диск, прецессирующий с периодом 164 сут, а релятивистские газовые выбросы перпендикулярны плоскости диска. Переменная линейная поляризация оптич. излучения SS 433 с амплитудой $\approx 1\%$ также свидетельствует о наличии прецессионных явлений, поскольку она

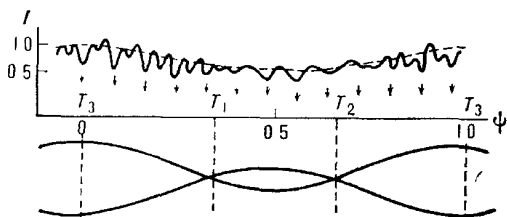
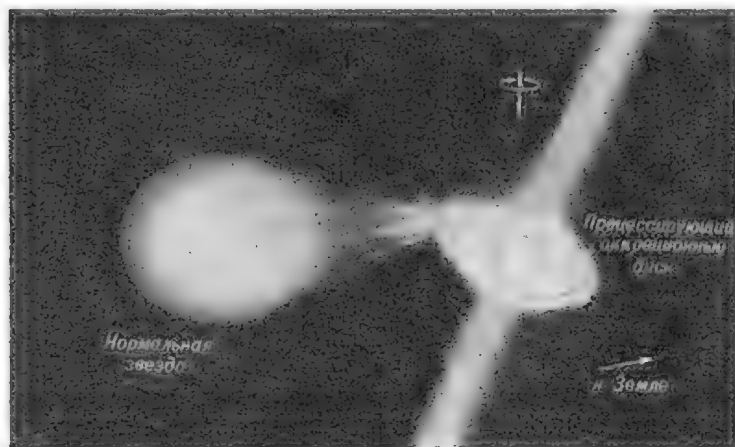


Рис. 4. Сводная кривая регулярных изменений блеска SS 433 (вверху) и схематические кривые лучевых скоростей, определённых по подвижным эмиссионным линиям (внизу). Стрелками отмечены моменты главных минимумов орбитальной 13-суточной периодичности. I — интенсивность оптического излучения системы, $I = 1$ соответствует 14^m .

коррелирует с фазой 164-суточного периода. Изменения интенсивности стационарной эмиссионной линии H_{α} непосредственно указывают на то, что мощное квазисферическое истечение вещества со скоростями $\sim 10^3$ км/с про-

исходит в основном из аккреционного диска. Анализ фотометрич. данных также приводит к заключению, что аккреционный диск имеет мощную атмосферу из оттекающего вещества и может рассматриваться как геометрически толстое образование со сжатием $\approx 1/3$. Вся двойная система погружена в общую оболочку из оттекающего вещества со ср. концентрацией атомов $\sim 10^{10}$ – 10^{11} см $^{-3}$ и размерами $\sim 10^{13}$ см.



окружённого оптически ярким аккреционным диском, прецессирующим с периодом 164 сут (рис. 5). По своим характеристикам SS 433 представляет собой массивную релативистскую двойную систему (типа Лебедь X-1 или Кентавр X-3) на стадии эволюции, когда нор-

Рис. 5. Модель объекта SS 433 как массивной двойной системы с прецессирующим оптически ярким аккреционным диском.

Детальная *UBVRHK*-фотометрия (см. *Астрофотометрия*) SS 433 в разных фазах орбитального и прецессионного периодов показывает, что полное межзвёздное поглощение (A_V) для SS 433 составляет 7,4–8,3 m , нормальная звезда имеет *цветовую температуру* $(1,3\text{--}4,3) \cdot 10^4 K$ (разброс обусловлен неопределённостью величины A_V), радиус 28–47 $R_\odot$, темп-ра аккреционного диска, по-видимому, более 50 000K, его размеры $\approx 2 \cdot 10^{12}$ см, болометрич. светимость достигает 10^{40} эрг/с.

Функция масс системы

$$f(m) = m_1^3 \sin^3 i / (m_1 + m_2)^2$$
 m_1 и m_2 — массы норм. звезды и компактного объекта, i — наклонение орбиты, равное 79°, согласно данным наблюдений (выбросов), определенная по кривой лучевых скоростей для линии HeII 4686Å, формирующейся в горячем аккреционном диске, равна $\sim 10 m_\odot$. Отсюда следует, что $m_1 > 10 m_\odot$. Расстояние между компонентами системы равно $4 \cdot 10^{12}$ см, орбита системы, по-видимому, близка к круговой. Масса компактного объекта пока известна лишь с большой неопределённостью, что не позволяет сделать окончательный выбор между ней-

тронной звездой и черной дырой. Косвенные оценки m_2 , основанные на анализе кривых затмений SS 433, дают значение $m_2 > 5 m_\odot$, что явл. аргументом в пользу наличия чёрной дыры в системе SS 433.

Можно считать твердо установленным, что SS 433 явл. затменной двойной системой (с периодом обращения 13,08 d), состоящей из массивной ОВ-звезды и компактного релативистского объекта, окружённого оптически ярким аккреционным диском, прецессирующим с периодом 164 сут (рис. 5). По своим характеристикам SS 433 представляет собой массивную релативистскую двойную систему (типа Лебедь X-1 или Кентавр X-3) на стадии эволюции, когда нор-

мальная звезда, распырившись в процессе своей ядерной эволюции, заполнила свою *полость Роша* и истекает через внутр. точку Лагранжа с темпом $\dot{m} \approx 10^{-4}$ в год. Столь высокий темп поступления вещества в аккреционный диск приводит к сверхкритич. режиму аккреции, когда светимость диска значительно превышает *критическую светимость*, а мощное рентг. излучение полностью перерабатывается в оптически толстом диске в излучение оптич. диапазона (рентг. излучение поглощается, нагревает вещество, к-рое в результате излучает в оптич. диапазоне). Как следует из теории, во внутр. частях сверхкритич. аккреционного диска под действием давления излучения должно формироваться мощное квазисферич. истечение вещества, что и наблюдается у SS 433. Рентг. светимость SS 433 (точечного источника) относительно мала ($\sim 10^{35}$ эрг/с) и не подтверждена затмениями. Это свидетельствует о том, что, в отличие от классич. рентг. двойных систем (см. *Рентгеновские пульсары, Рентгеновская астрономия*), в SS 433 рентг. излучение формируется за пределами двойной системы при столкновении *звездного ветра* с меж-

звёздной средой. От классич. рентг. двойных систем SS 433 отличается также отсутствием флуктуаций оптич. и рентг. излучения на временных интервалах короче 1 мин. Отсутствуют также регулярные пульсации оптич. и рентг. излучения.

Эффект воздействия релятивистских выбросов на структуру туманности W 50 обнаружен как в радио-, так и в рентг. диапазонах. На расстоянии ≈ 50 пк от SS 433 открыта слабая тонковолокнистая оптич. туманность, образовавшаяся из межзвёздного вещества, нагретого выбросами. Это позволило измерить поток кинетич. энергии в выбросах (10^{39} — 10^{40} эрг/с). Соответствующий темп потери массы $\sim 10^{-6}$ — $10^{-7} M_{\odot}$ в год, что на 2—3 порядка меньше потери массы с поверхности сверхкритич. аккреционного диска в виде звёздного ветра. Радиointерферометрич. наблюдения обнаруживают наличие у SS 433 компактного радиоисточника вытянутой формы размером 10^{15} — 10^{17} см. Наблюдается изменение радиоструктуры ближайших окрестностей SS 433, непосредственно отражающие прецессию релятивистских газовых выбросов. Наблюдения на угловом удалении от SS 433 отдельных деталей этой радиоструктуры (в совокупности с данными о скоростях истечения вещества) позволили дать прямую оценку расстояния до SS 433, оно оказалось равным $\approx 5,1$ кпк.

Рентг. изображение туманности W 50 в диапазоне энергий 0,5—4 кэВ имеет вид двух противоположно направленных струй длиной до 50 пк, к-рые, скорее всего, сформировались при взаимодействии вещества релятивистских выбросов с межзвёздной средой.

В связи с интерпретацией наблюдат. данных об SS 433 возникают следующие вопросы. 1) Почему аккреционный диск вокруг релятивистского объекта прецессирует? 2) Является ли релятивистский объект нейтронной звездой или черной дырой? 3) Каков механизм коллимации и столь плавного ускорения холодной плазмы в выбросах до релятивистских скоростей?

Ясных ответов на каждый из поставленных вопросов пока нет, существует несколько возможных путей их решения.

1) Прецессия аккреционного диска может быть связана с вынужденной прецессией оси вращения нормальной

звезды, к-рая ориентирована перпендикулярно плоскости орбиты в результате произошедшего в двойной системе слабоасимметричного взрыва сверхновой. Изменение направления оси вращения нормальной звезды приводит к изменению ориентации газовых потоков, формирующих аккреционный диск («плавающий» диск, отслеживающий прецессию нормальной звезды). Рассматривались также и др. модели прецессирующего диска.

2) Для окончательного решения вопроса о наличии чёрной дыры или нейтронной звезды в системе SS 433 необходимы поиск линий поглощения нормальной ОВ-звезды в спектре этого объекта и построение соответствующей кривой лучевых скоростей. Спектральные наблюдения пока не обнаруживают следов абсорбционных линий нормальной звезды, к-рые могут быть заматы эмиссионными компонентами и маскироваться излучением аккреционного диска (его вклад в суммарную оптич. светимость системы достигает 60%).

3) По-видимому, определяющим фактором в ускорении и коллимации вещества в релятивистских выбросах явл. сверхкритич. режим аккреции и связанное с ним давление излучения, в частности давление в резонансных линиях (хотя нельзя полностью исключить роль др. механизмов ускорения и коллимации, таких, напр., как активность молодого пульсара). Пожалуй, самым удивительным свойством SS 433 явл. то, что в виде потока кинетич. энергии холодного газа в релятивистских выбросах уносится $\sim 10^{39}$ — 10^{40} эрг/с — столько же, сколько в виде радиации с поверхности диска.

Будучи массивной рентг. двойной системой на очень кратковременной стадии эволюции ($\sim 10^4$ лет), SS 433 представляет собой весьма редкое явление. В Галактике должны существовать лишь единицы таких объектов.

Исследования SS 433 имеют принципиальное значение для понимания природы активности ядер галактик и квазаров, где также наблюдаются коллимированные выбросы газа. Возможно, что в SS 433 в миниатюре протекают те же процессы, что и в этих объектах.

А. М. Черепанчук.

ОДНОРОДНАЯ АТМОСФЕРА — условная атмосфера, плотность и температура к-рой постоянны по всей толщине и соответствуют плотности

ρ_0 и темп-ре атмосферы у поверхности планеты. О. а. эквивалентна по массе реальной атмосфере, поэтому высота О. а. H_0 в виде вспомогат. константы входит во многие расчётные ф-лы. В частности, для однородного поля силы тяжести и атмосферы с постоянными темп-рой и составом *барометрическую формулу* можно записать в виде: $p = p_0 \exp(-h/H_0)$, где p_0 — давление изотермич. атмосферы у поверхности планеты, h — высота. Аналогичным образом зависит от высоты и плотность воздуха $\rho = \rho_0 \exp \times (-h/H_0)$. Значение $H_0 = R_0 T / \mu g = = p_0 / \rho_0 g$, где μ — ср. молекулярная масса газов атмосферы, g — ускорение свободного падения, R_0 — универсальная газовая постоянная. Для земной атмосферы ($t = 0^\circ \text{C}$, $g = 980,6 \text{ см/с}^2$) $H_0 = 7990 \text{ м}$.

ОПТИЧЕСКАЯ АСТРОНОМИЯ

Содержание:

1. Введение	456
2. Фотометрические методы	456
3. Спектральные методы	459
4. Интерференционные методы	461
5. Приемники изображения	461
6. Заключение	462

1. Введение

Оптическая астрономия — самый старый раздел астрономии, изучающий различными физическими методами эл.-магн. излучение небесных объектов в диапазоне длин волн от 0,3 до 10 мкм (оптич. окно прозрачности земной атмосферы). При работе оптич. телескопов вне атмосферы (на ИСЗ) их волновой диапазон несколько расширяется за счёт участков ИК- и УФ-диапазонов, примыкающих к оптич. диапазону.

Осн. масса вещества Вселенной, излучающего в оптич. диапазоне, сосредоточена в звёздах. Эл.-магн. излучение *звёзд* и *межзвёздного газа* генерируется гл. обр. за счёт энергии теплового движения ионов и электронов и наз. *тепловым излучением*. Различают неск. типов энергетич. переходов частиц, порождающих тепловое излучение: 1) свободно-свободные переходы электрона в электр. поле иона; электрон, испустивший (поглотивший) фотон, остаётся свободным; спектр излучения в этом случае непрерывный, он характерен для сильно ионизованного газа при высокой темп-ре; 2) свободно-связанные переходы при *рекомбинации* свободного электрона с ионом; они дают непрерывный спектр излучения с длинной

волны короче предела *спектральной серии*; 3) связанно-связанные переходы электрона в атоме с одного уровня энергии на другой с испусканием или поглощением фотона, они порождают излучение или поглощение в *спектральных линиях*. Наличие спектр. линий в оптич. излучении небесных объектов даёт обширную информацию об их физ. характеристиках: темп-ре, хим. составе, плотности, скорости движения вещества и др.

Излучение нек-рых объектов в оптич. диапазоне носит нетепловой характер (см. *Нетепловое излучение*). Это прежде всего *синхротронное излучение*, характерное для квазаров, активных ядер галактик, пульсаров и туманностей, образовавшихся в результате взрыва сверхновых звёзд.

Приборы и инструменты О. а. непрерывно совершенствуются. *Проницающая сила* оптич. телескопов благодаря развитию традиционных и применению новых методов возросла за последние 25 лет в десятки и сотни раз. Методы повышения эффективности оптич. части телескопов рассмотрены в ст. *Оптический телескоп*. Ниже будут рассмотрены различные методы регистрации оптич. излучения и аппаратура, помещаемая в фокус телескопа при исследованиях различных космических объектов.

Традиционно методы О. а. делятся на фотометрические и спектральные, хотя зачастую они пересекаются и взаимно дополняют друг друга в зависимости от конкретно решаемой задачи. Особый раздел О. а. составляют интерферометрические методы получения высокого углового разрешения. Эффективность методов О. а. определяется в значительной степени совершенством приёмника излучения, стоящего на выходе фотометрического, спектрального или интерференционного прибора.

2. Фотометрические методы

Астрономич. фотометрия занимается измерением потока излучения от небесных объектов для определения их осн. физ. характеристик.

Потоком излучения dF наз. количество лучистой энергии, падающей в единицу времени по нормам на площадку dS :

$$dF(\lambda) = I(\lambda) d\omega d\lambda, \quad (1)$$

где $I(\lambda)$ — уд. интенсивность излучения звезды, $d\omega$ — телесный угол, под к-рым видна со звезды площадка $dS = r^2 d\omega$, $d\lambda$ — интервал длин волн.

Поток излучения, приходящийся на ед. площади поверхности, наз. *освещенностью* поверхности:

$$dH(\lambda) = \frac{dF(\lambda)}{dS} = \frac{I(\lambda)}{r^2} d\lambda. \quad (2)$$

В практич. астрономии освещенность называют *блеском* звезды (небесного светила) и измеряют не в эрг/см² или Дж/м², а в спец. относительных ед. — *звездных величинах* m :

$$m = a - 2,5 \lg H(\lambda), \quad (3)$$

где a — коэфф., определяющий начало (нуль-пункт) шкалы системы звездных величин.

В спектрах реальных звезд распределение энергии отклоняется от *Планка закона излучения*. Эти отклонения связаны в основном с наличием в спектрах линий и полос поглощения, с *потемнением к краю* диска звезды и с др. причинами. Однако в первом приближении, измеряя блеск звезды на двух разных длинах волн, из ф-лы Планка можно определить темп-ру поверхности звезды. В этом состояло исторически первое достижение астрофотометрии. Совр. фотометрич. измерения, осуществляемые на разных длинах волн, позволяють определять многие физ. характеристики звезд: темп-ру, массу, ускорение силы тяжести, аномалии хим. состава, скорость вращения звезды вокруг оси и др.

Фотографическая фотометрия (ФФ) существует уже более ста лет — со времени применения в астрономии первых фотоэмульсий. Измерение количества зарегистрированной фотопластинкой энергии производится по плотности почернения проявленной эмульсии. Фотопластинка обладает преимуществом перед всеми существующими и даже проектируемыми фотоэлектрич. приёмниками в том случае, когда требуется одновременно изучить огромное количество изображений звезд, но погрешность измерения блеска звезды фотопластинкой ~10% от потока, или ~0,1 m , что примерно на порядок ниже точности, достигаемой в электрофотометрии. Рекордная звездная величина небесных объектов, зарегистрированных на фотопластинках при предельно длинных экспозициях на крупных телескопах, достигает 25 m . Высокая проникающая спо-

собность ФФ при относительно низкой точности делает её незаменимой при решении поисковых и обзорных задач, а также различного рода задач звездной статистики, когда одновременно требуется измерить потоки от сотен и тысяч звезд в одинаковых условиях.

Измерения потока излучения от небесных объектов ведётся в стандартных интервалах длин волн U, B, V, R, I и др. (см. *Астрофотометрия*). Ими пользуются как в фотографич., так и в фотоэлектрич. фотометрии.

Выборанный для исследований спектр. диапазон в ФФ реализуется сочетанием фотоэмульсии определенной спектр. чувствительности с цветным стеклянным фильтром. Напр., полоса U реализуется сочетанием несенсибилизированной эмульсии с фильтром УФС-6.

Осн. принцип ФФ состоит в том, что при одинаковых условиях свет равной интенсивности и одинакового спектр. состава вызывает одинаковый фотографич. эффект — степень почернения проявленной фотоэмульсии. Почернение оценивается по пропусканию света полученным фотографич. изображением. Пропускание зависит не только от яркости фиксируемого оптич. изображения, но и от распределения интенсивности в нём, к-рое определяется прежде всего диаметром изображения звезды. Размер изображения зависит от астроклиматич. условий во время экспозиции (см. *Астроклимат*), точности наведения телескопа на объект, аберраций (погрешностей) оптич. системы телескопа, рассеяния света в эмульсии и от ряда др. причин. В первом приближении диаметр фокального изображения звезды d явл. ф-цией интенсивности падающего света I и они связаны полуэмпирич. ф-лой Росса:

$$d = A + B \lg I, \quad (4)$$

где A и B — пост. величины для данной фотопластинки. Если на фотопластинке имеются изображения звезд, для к-рых интенсивности (и блеск) уже определены фотоэлектрич. методом, то, сравнивая диаметры их изображений с диаметрами изображений исследуемых звезд, можно определить блеск последних.

В ФФ на крупных телескопах применяется т. н. кассета Ричи. Это устройство позволяет скомпенсировать ошибки слежения за звездой в течение длит. экспозиции, а также дрожание изобра-

жения звезды, возникающее из-за атмосферных помех.

Измерение потока излучения от исследуемого объекта по пропусканию света астронегативом — процесс трудоёмкий и кропотливый. Существует неск. вариантов быстродействующих и высокоточных автоматич. микрофотометров, сочленённых с ЭВМ, для измерения астронегативов. Такие системы позволяют за неск. часов извлечь практически всю фотометрич. информацию, содержащуюся в астронегативе размером 30 см × 30 см.

Фотоэлектрическая фотометрия. С появлением высококачественных фотоэлектрич. умножителей (ФЭУ) электрофотометрия звёзд стала самым точным ме-

превышающим диаметр изображения звезды. При меньших размерах диафрагмы смещение изображения звезды от центра из-за атмосферного дрожания или ошибок гидирования будет приводить к изменению потока от звезды и, следовательно, к ошибкам фотометрирования. При больших размерах диафрагмы поток от видичей части неба будет соизмерим с потоком от звезды, а для слабых звёзд он будет больше потока от звезды, что также снижает точность фотометрирования. При исследованиях протяжённых объектов (галактик, туманностей и т. п.) иногда используют диафрагму в виде узкой щели, к-рая служит для сканирования исследуемого объекта.

Анализ спектрального распределения энергии в объекте производится при помощи сменных фильтров Ф. Спектральная полоса пропускания выделяется подбором стеклянных (широкополосных) или интерференционных (узкополосных) фильтров с учётом спектральной чувствительности фотокатода ФЭУ (см. *Светофильтры*).

Многоканальные фотометры применяют для снижения погрешностей, обусловленных изменением прозрачности атмосферы, и для сокращения общего времени исследования объекта. Различают два типа многоканальных фотометров. Первый тип — многоцветные фотометры, в к-рых после диафрагмы Д стоит светоделительная плоскопараллельная пластинка, делящая поток от звезды в нужной пропорции как по интенсивности, так и по цвету. Часть отражённого света делится ещё раз второй светоделит. пластинкой. Так получают три световых пучка от звезды, дающих при прохождении через стеклянные фильтры три полосы: *U*, *B*, *V*. Измерения производят одновременно тремя ФЭУ.

Второй тип — двухлучевые фотометры, они представляют собой фактически два независимых прибора, установленных в фокальной плоскости телескопа. Один фотометр измеряет поток от исследуемой звезды, другой одновременно — поток от опорной звезды. Двухлучевой фотометр почти полностью исключает ошибки за счёт изменения прозрачности атмосферы во время экспозиции, а его проникающая сила соответствует одноканальному варианту.

Электрофотометрия из всех методов О. а. (благодаря малому количеству

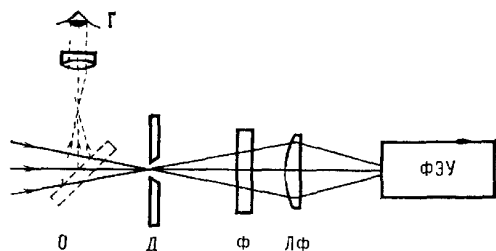


Рис. 1. Оптическая схема фотоэлектрического фотометра: О — окулярный подзорник для визуального совмещения звезды с диафрагмой фотометра, Ф — сменные цветные фильтры, Д — круглая сменная диафрагма, ЛФ — линза Фабри для фокусировки изображения на фотокатод ФЭУ.

тодом определения потоков излучения от небесных объектов. Погрешность измерений потока электрофотометром обычно составляет $0,01^m$, а с применением дифференциальной методики в хороших астроклиматич. условиях снижается до $0,005—0,003^m$. Столь высокая точность достигается благодаря тому, что совр. ФЭУ в режиме счёта фотонов явл. практически идеальным линейным приёмником с большим динамич. диапазоном ($\sim 10^6$, т. е. ФЭУ может измерять потоки излучения, различающиеся в миллион раз), с квантовым выходом фотокатода 40—80%, с малыми ($\approx 1—10$ имп/с) темновыми шумами (т. е. низким уровнем шумов при неосвещённом фотокатоде ФЭУ).

На рис. 1 показаны осн. узлы оптич. схемы электрофотометра. Диафрагма необходима для выделения исследуемого объекта. Для измерения потоков излучения звёзд употребляется круглая диафрагма с диаметром, примерно в 5 раз

элементов управления) лучше всего поддается автоматизации. С усилителя ФЭУ информация о величине измеряемого потока поступает в ЭВМ, где проходит первичную обработку. ЭВМ управляет сменой фильтров, диафрагм, вводит эталонный источник света и т. п.

3. Спектральные методы

Спектроскопия даёт более обширную информацию о физ. состоянии объекта, чем фотометрия, но сам эксперимент при этом более трудоемок, а достигнутая проникающая сила ниже.

Осн. характеристиками астроспектроскопии явл. разрешающая способность и световая эффективность E . Спектральной разрешающей способностью наз. миним. разность длин волн $\Delta\lambda$, при к-рой две детали в спектре регистрируются раздельно (критерий Рэля). Разрешение R астрономич. фотоэмульсий составляет 0,015—0,020 мм, фотоэлектрич. приёмники изображения имеют обычно ещё худшее разрешение (до 0,05 мм). За исключением Солнца, все астрономич. объекты обладают столь малой яркостью, что для регистрации их спектров приходится применять светосильные камеры. Поэтому в астрономии при ночных наблюдениях разрешение определяется в основном разрешением приёмника R и выражается ф-лой:

$$\Delta\lambda = RK, \quad (5)$$

где K — обратная линейная дисперсия (спектральный интервал, приходящийся на 1 мм изображения спектра, Å/мм).

Световая эффективность характеризует потери потока излучения от звезды, происходящие в оптич. системе прибора. Значение E обратно пропорционально времени экспозиции, необходимому для регистрации непрерывного спектра данной звезды, и пропорционально предельной звёздной величине, достижимой с помощью данного спектрального прибора.

Бесщелевая спектроскопия низкой дисперсии служит для классификации и предварит. изучения небесных объектов. В простейшем случае для этой цели применяют объективную призму (или дифракц. решётку), к-рую помещают перед объективом широкоугольного телескопа (напр., камеры Шмидта). Изображение точечного источника при

этом растягивается в спектр (см. *Спектральные приборы*). Величина K в этом случае составляет для звёзд 200—300 Å/мм, а для более слабых объектов (галактик, квазаров) — 1000—2000 Å/мм. Метод бесщелевой спектроскопии позволяет за одну экспозицию получить спектры всех достаточно ярких объектов в пределах поля зрения. Для увеличения проникающей силы бесщелевые спектры получают в прямом фокусе крупных оптических телескопов. Так, в прямом фокусе 3,6-метрового телескопа обсерватории Мауна-Кеа на Гавайских островах установлен трёхлинзовый корректор, последняя линза к-рого слегка клиновидна и снабжена прозрачной дифракционной решёткой, позволяющей получать спектрограммы с дисперсией 1000—2000 Å/мм. За часовую экспозицию на пластинках Kodak IIIaJ был получен спектр квазара (21,2^m) с дисперсией 1000 Å/мм.

Если линейный размер изображения звезды больше разрешения фотоэмульсии, что практически всегда справедливо для крупных телескопов, то спектральное разрешение равно:

$$\Delta\lambda = F\beta K, \quad (6)$$

где F — фокусное расстояние телескопа в мм, β — угловой размер изображения звезды в радианах.

Световая эффективность определяется ф-лой:

$$E = \frac{D^2\Delta\lambda}{F\beta w} = \frac{D^2K}{w}, \quad (7)$$

где D — диаметр телескопа, w — высота спектра поперёк дисперсии (для увеличения фотометрич. точности спектр поперёк дисперсии делают шире, перемещая звезду во время экспозиции на величину, в неск. раз превышающую разрешение фотоприёмника). Если расширение спектра не производится, то $w = F\beta$.

Осн. недостаток бесщелевой спектроскопии — малое спектральное разрешение.

Щелевая спектроскопия. В щелевом спектрографе (рис. 2) изображение звезды строится объективом телескопа на узкой щели. Свет, прошедший через щель, попадает на объектив коллиматора, дающего параллельный пучок света, и разлагается в спектр диспергирующим элементом (призмой или дифракц. ре-

шёткой). Затем при помощи объектива спектра фокусируется на приёмник изображения. Если сузить щель настолько, что её изображение на фотопластинке будет равно разрешению эмульсии, то можно достигнуть предела разрешения спектрографа, потеряв при этом часть света от объекта. Поэтому получение

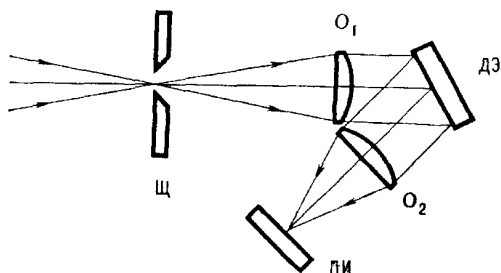


Рис. 2. Оптическая схема спектрографа: Щ — входная щель; O_1 — объектив коллиматора, делающий световой пучок параллельным; ДЭ — диспергирующий элемент (призма или дифракционная решётка), разлагающий свет в спектр; O_2 — объектив камеры, фокусирующий свет на приёмник изображения ПИ.

спектрограмм с высоким спектральным разрешением возможно только для относительно ярких объектов при хорошем качестве изображения.

Световая эффективность спектрографа при условии, что уже достигнут предел разрешения, зависит прежде всего от соотношения размеров изображения звезды β и ширины входной щели спектрографа h . Практический интерес представляют три случая.

1) Весь свет от звезды, собираемый телескопом, проходит через щель спектрографа. Этот случай эквивалентен бесщелевой спектроскопии, и световая эффективность определяется по ф-ле (7).

2) Ширина щели меньше диаметра изображения, построенного телескопом ($h < \beta$), а размер изображения, в свою очередь, меньше требуемого расширения спектра ($w > \beta$). Такой случай часто встречается в спектроскопии ср. дисперсии, когда, не желая терять спектральное разрешение, вынужденно идут на потерю световой эффективности и на увеличение времени экспозиции. В этом случае

$$E = K_1 D / \beta, \quad (8)$$

где K_1 — постоянная для данного спектрографа величина, зависящая от его конструктивных особенностей.

3) Ширина щели $h \ll \beta$, и нет необходимости принудительно увеличивать высоту спектра, т. к. изображение звезды поперёк дисперсии много больше разрешения эмульсии. Этот случай практически осуществляется при больших дисперсиях, когда необходимо получить высокое спектральное разрешение. Световая эффективность в этом случае равна:

$$E = K_2 / \beta^2, \quad (9)$$

где K_2 — постоянная спектрографа.

Из приведённых ф-л следует, что световая эффективность спектрографа определяется прежде всего качеством изображения, даваемого системой «атмосфера — телескоп» на входной щели спектрографа. Обычно для данного инструмента эта величина уже определена астроклиматом места установки инструмента и качеством оптики телескопа, поэтому единственный путь повышения световой эффективности состоит в увеличении светосилы камеры. Оптич. система «телескоп — спектрограф» эквивалентна телескопу с диаметром D и со светосилой, равной светосиле камеры спектрографа. Для достижения оптимальной световой эффективности (случай 1) разрешение приёмника изображения должно быть согласовано с размером изображения, даваемого оптич. системой телескопа. Для согласованного спектрографа светосила камеры

$$(d/f)_{\text{кам}} \geq D\beta/R. \quad (10)$$

При $R = 0.02$ мм и $\beta = 1,5''$ ($7 \cdot 10^{-6}$ рад) на телескопе с $D = 6$ м должен стоять спектрограф со светосилой камеры $(d/f)_{\text{кам}} \geq 2,1$.

Для получения высокого спектрального разрешения эффективно используются интерферометры Фабри — Перо, к-рые в сочетании с кудэ-спектрографом [случай 3, ф-ла (9)] позволяют примерно в 30—40 раз расширить входную щель без ухудшения спектрального разрешения или в 30—40 раз улучшить спектральное разрешение, не уменьшая размера входной щели спектрографа. Спектрометр такого типа работает в узком спектральном интервале, соизмеримом с шириной исследуемой линии, он находит широкое применение в задачах изучения межзвёздных линий поглощения и в магнитометрии небесных объектов.

4. Интерференционные методы

В 20-х гг. 20 в. на 2,5-метровом телескопе обсерватории Маунт-Вилсон (США) начались первые наблюдения звезд на интерферометре Майкельсона с базой 6 м (рис. 3,а). Оптич. пути в плечах этого интерферометра надо

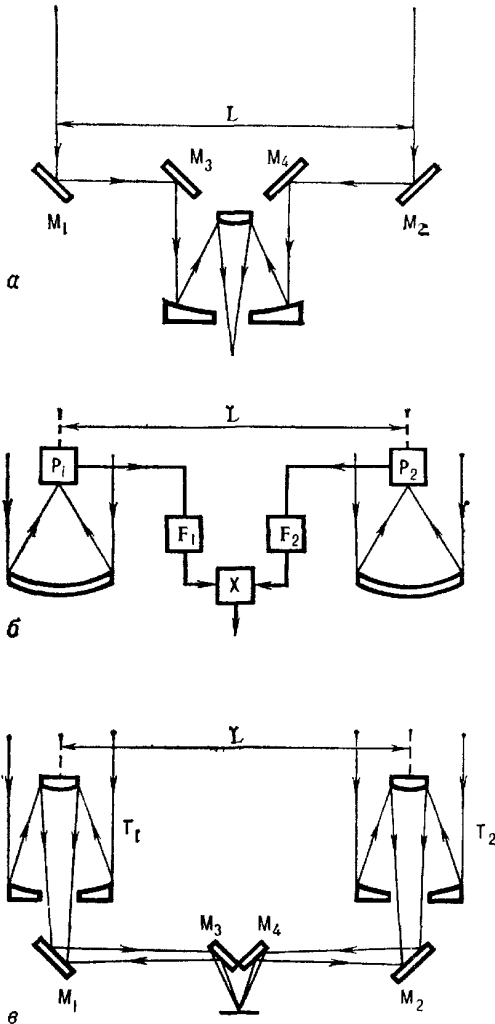


Рис. 3. Различные схемы звездных интерферометров (L — база интерферометра, определяющая разрешение инструмента, равное λ/L): а — интерферометр Майкельсона, где M_1, M_2, M_3, M_4 — плоские зеркала, сводящие свет от звезды в фокус телескопа; б — интерферометр интенсивностей, где P_1 и P_2 — фотоэлектрические приёмники излучения, F_1 и F_2 — электронные усилители и X — коррелометр; в — интерферометр Лабейри с двумя отдельно стоящими телескопами T_1 и T_2 , имеющими общий фокус куда, свет в к-рый попадает при помощи зеркал M_1, M_2, M_3 и M_4 .

было выравнивать с точностью 0,001 мм, откуда очевидны те трудности, с к-рыми столкнулись наблюдатели. На этом варианте прибора удалось измерить диаметры неск. ярчайших звёзд (см. *Интерферометрия*). В 1960 г. Р. Хенбери-Браун и Р. Твисс (Австралия) предложили идею интерферометра интенсивностей (рис. 3,б), в к-ром свет от звезды, собранный двумя большими зеркалами, регистрируется фотоэлектрич. приёмниками (P_1, P_2). После усиления (в F_1, F_2) сигналы поступают в электронный коррелометр (X), определяющий пространственную когерентность принятого света. По степени когерентности пучков света (степени постоянства разности фаз световых колебаний) вычисляют диаметр звезды.

В 1970 г. А. Лабейри (Франция) предложил метод *спекл-интерферометрии* для измерения видимых диаметров звёзд. По своей простоте и оригинальности этот метод представляет собой один из самых значит. вкладов оптики в астрономию. Эта методика широко применяется на многих крупных телескопах с диаметром зеркала 4—6 м. Разрешение в этом случае теоретически ограничено лишь дифракцией света на апертуре телескопа и составляет $\sim \lambda/D$.

В спекл-интерферометрии можно использовать два отдельно стоящих кудэ-телескопа T_1 и T_2 , разнесённых на расстояние L , к-рым определяется разрешение интерферометра (рис. 3,в). При существующей технике возможно, по-видимому, достигнуть разрешения $\sim 10^{-4}$ секунды дуги.

5. Приёмники изображения

Точность измерения потока излучения, спектральное и угловое разрешение, проникающая сила всех перечисленных методов в значит. степени определяются совершенством приёмников изображения. Оптич. приёмники можно разделить на два класса. К первому можно отнести те из них, в к-рых накопление фотонов происходит непосредственно в детекторе, это — фотографич. эмульсия, диодные матрицы с электронным сканированием типа приборов с зарядовой связью (ПЗС) и передающие трубки телевизионных камер со сканированием электронным лучом. Ко второму относятся все остальные приёмники. Они имеют фотокатод, к-рый даёт

промежуточное электронное изображение. Затем электроны ускоряются до значит. энергий, обеспечивающих регистрацию сигнала. К этому классу относятся широко применяемый электронно-оптич. преобразователь (ЭОП) и др. фотоэлектрич. приёмники изображения.

В последние годы новейшие приёмники изображения в О. а. всё больше используются в сочетании с вычислит. техникой и электронными методами обработки информации. Эта тенденция характерна как для совр. фотоэлектрич. систем телескопов с их сложной техникой регистрации и обработки информации в реальном времени (когда обработка сигнала ведётся одновременно с его регистрацией), так и для различных измерит. машин, служащих для обработки фотоаграфич. и электроноаграфич. снимков.

Совр. фотоэлектрич. приёмники изображения достигли практически предела чувствительности, обусловленного квантовой природой света. К лучшим приёмникам такого типа относится система счёта фотонов в изображениях (СФИ). В СФИ изображение с экрана 4-каскадного ЭОПа перебрасывается оптич. объективом на вход телевизионного приёмника. При этом регистрируется каждый фотоелектрон, вылетающий из фотокатода первого каскада ЭОПа. Импульсы от каждого фотоелектрона поступают в блок обработки сигнала, а затем в ЭВМ. Блок обработки сигнала позволяет: поделить геометрич. центр каждой вспышки и исключить повторный счёт одной и той же вспышки; устранить шумовые импульсы с малой амплитудой, а также сильные импульсы от ионной обратной связи в ЭОПе; закодировать положение центрированных фотонных импульсов и ввести эти данные в соответствующую ячейку памяти ЭВМ.

Благодаря разделению функций приёма и накопления информации система СФИ даёт следующие преимущества: информационная ёмкость неограниченна, т. к. она не зависит от приёмника, а определяется объёмом памяти ЭВМ; отсутствует порог со стороны малых потоков, поэтому можно регистрировать предельно слабые объекты; линейность реакции и стабильность системы позволяют осуществлять точную фотометрич. калибровку и учёт фона; можно фотометрировать быстро меняющиеся во

времени объекты; число элементов изображения в системе равно 10^6 .

Перспектива развития техники регистрации изображения связана не только с разработкой более эффективных приёмников света, но и с применением новых цифровых систем обработки и анализа данных.

Прогресс фотоаграфич. методов регистрации в ближайшее время будет связан как с улучшением характеристик фотоэмульсии (чувствительности и др.), так и с применением автоматич. обработки огромного количества информации, фиксируемой астрономич. фотопластинкой.

6. Заключение

О. а. в связи с освоением практич. астрономией др. частотных диапазонов эл.-магн. излучения потеряла свою монополию в изучении космич. объектов, однако её роль в познании Вселенной отнюдь не уменьшилась. На земном шаре работают более 60 оптич. телескопов крупнее 1,5 м, из них 9 имеют диаметр главного зеркала больше 3 м. В ближайшие годы вступят в строй ещё неск. десятков крупных оптич. инструментов. Этот мощный арсенал астрономич. инструментов даёт значит. часть новой информации о небесных объектах, позволяет проникать всё дальше в глубины Вселенной.

В оптич. окне прозрачности атмосферы находится бо́льшая часть спектральных линий наиболее распространённых хим. элементов. Спектральный анализ этих линий даёт информацию, пока недоступную в др. диапазонах. О. а. по-прежнему сохраняет приоритет в методах определения такого важного параметра, как *расстояние до космических объектов*. Чрезвычайно результативным оказалось сочетание методов О. а. с методами исследований в др. диапазонах эл.-магн. излучения. Напр., успехи последних лет в исследовании физики квазаров обязаны тесному взаимодействию радио- и оптич. астрономии, а исследование двойных рентг. источников — оптической и рентг. астрономии.

Во многих областях оптич. методы приблизились к принципиальным ограничениям, связанным с квантовой природой света. Однако возможностей увеличения предельного разрешения и предельной проникающей силы оптич. ин-

струментов много больше, чем их практически реализовано.

Лит.: Мартынов Д. Я., Курс практической астрофизики, 3 изд., М., 1977; Методы астрономии, пер. с англ., М., 1967; Оптические телескопы будущего, пер. с англ., М., 1981, Франсон М., Оптика спеклов, пер. с франц., М., 1980. С. Б. Новиков.

ОПТИЧЕСКАЯ ТОЛЩА (толщина) — безразмерная величина, характеризующая степень непрозрачности среды для проходящего сквозь неё излучения. Обычно О. т. определяется по отношению к конкретному процессу взаимодействия излучения с веществом (напр., О. т. по томсоновскому рассеянию, О. т. по тормозному поглощению). О. т. среды между точками x_M и x_N равна:

$$\tau_A(x_{MN}) = \int_{x_M}^{x_N} n(x) \sigma_A(x) dx,$$

где $n(x)$ — концентрация частиц, взаимодействующих с излучением, σ_A — сечение взаимодействия относительно нек-рого процесса A . В однородной среде О. т. $\tau_A = x_{MN} n \sigma_A$ имеет смысл отношения расстояния x_{MN} ($x_{MN} = x_N - x_M$) к среднему пробегу фотона в среде $l_A = (n \sigma_A)^{-1}$ относительно взаимодействий типа A , то есть О. т. равна геометр. толщине x_{MN} , выраженной в ед. l_A . О. т. $\tau_A(x_{MN})$ определяет ослабление вследствие процесса A интенсивности излучения, прошедшего от источника путь x_{MN} :

$$I(x_N) = I(x_M) \exp[-\tau_A(x_{MN})]. \quad (1)$$

Полное ослабление потока определяется суммарной О. т. $\tau = \sum_A \tau_A$, в к-рой

суммируются вклады всех процессов, приводящих к ослаблению интенсивности излучения. Максимальное слабое этой суммы соответствует основному процессу ослабления.

Среда между точками x_M и x_N считается оптически тонкой при $\tau(x_{MN}) \ll 1$ и оптически толстой при $\tau(x_{MN}) > 1$. В общем случае О. т. зависит от частоты излучения ω . Если в нек-рой оптически тонкой области происходит генерация теплового излучения, то его интенсивность равна:

$$I(\omega) = (1 - e^{-\tau(x_{MN}, \omega)}) B_\omega(T), \quad (2)$$

где $B_\omega(T)$ — интенсивность излучения абсолютно чёрного тела. Если О. т.

излучающей области $\tau \gg 1$, то св-ва выходящего излучения определяются поверхностным слоем, О. т. к-рого ≈ 1 , и $I(\omega)$ близка к $B_\omega(T)$ с темп-рой T , характерной для этого слоя.

Частотная зависимость сечения взаимодействия излучения с веществом может иметь резонансы, обусловленные рассеянием или поглощением в линиях. Обычно О. т. в линии много больше О. т. в непрерывном спектре. Спектр излучения, прошедшего сквозь такую среду, имеет линии поглощения [в соответствии с (1)]. Напротив, спектр излучения оптически тонкой среды имеет эмиссионные линии [в соответствии с (2)]. Если О. т. в линии превышает 1, то интенсивность излучения в центре линии имеет порядок $B_\omega(T)$ и линия будет насыщенной. При дальнейшем увеличении О. т. интенсивность в центре линии не меняется, а её ширина возрастает (см. *Кривая роста*). Если оптически толстая среда имеет темп-ру, уменьшающуюся к поверхности, то излучение на частотах спектральных линий выходит из более холодной области. В этом случае в спектре выходящего излучения должны наблюдаться линии поглощения (см. *Атмосферы звёзд*). И. Г. Митрофанов.

ОПТИЧЕСКИЙ ТЕЛЕСКОП

Содержание:

1. Введение	463
2. Оптика телескопа	464
3. Механика телескопа	465
4. Башня телескопа	466
5. Перспективы развития оптических телескопов	466

1. Введение

Наблюдения галактик, квазаров, нестационарных звёзд и звездоподобных объектов достигли такой стадии, когда получение нового высококачественного экспериментального материала возможно только с помощью крупных О. т. с диаметром зеркала свыше 2—3 м. Проникающая сила таких О. т. достигает 23—25^m при прямом фотографировании и 18—21^m при получении спектров. Для получения столь высокой и ещё большей проникающей силы должно быть найдено место с оптимальным астроклиматом установки О. т., создан необходимый тепловой режим башни телескопа, рассчитана и изготовлена точная оптика и механика О. т., разработана навесная аппаратура (спектрографы, фотометры,

автоматич. кассеты и т. д.) и светоприёмники, а также аппаратура для анализа данных наблюдений. Все эти задачи настолько тесно связаны между собой, что неудовлетворительное решение одной из них может свести на нет все труды по созданию высокоэффективного О. т.

Эффективность О. т. определяется предельной *звездной величиной*, достижимой с данным оптич. комплексом,

$$m_{\text{пред}} = 2,5 \lg \frac{D}{\beta} \sqrt{\frac{Kt}{s}}, \quad (1)$$

где D — диаметр зеркала О. т., β — диаметр изображения звезды, K — *квантовый выход*, равный отношению зарегистрированных фотонов к числу пришедших на приёмник излучения, t — время экспозиции, s — яркость фона ночного неба.

2. Оптика телескопа

При создании О. т. наиболее сложной и длительной операцией является изготовление оптической поверхности главного зеркала, т. к. отклонение её от теоретически рассчитанной формы не должно по амплитуде превышать

$1/8$ рабочей длины волны (критерий Рэлея). Для расчёта оптич. схемы необходимо задать светосилу инструмента (отношение диаметра телескопа D к его фокусному расстоянию F). Светосила должна быть такой, чтобы при проектируемых приёмниках изображения фон от ночного неба выявлялся на приёмнике за 2 ч. Увеличение времени экспозиции свыше 2 ч для рядовых экспериментов связано с неоправданными технич. трудностями. Уменьшение экспозиции, согласно ф-ле (1), ведёт к потере информации. Наилучшим образом этим условиям удовлетворяет светосила осн. фокуса Ричи—Кретьена 1 : 8 (рис. 1, а). Кроме наблюдений в осн. фокусе со светосилой 1 : 8 на всех крупных О. т. можно производить наблюдения в прямом фокусе со светосилой 1 : 3 (рис. 1, а) и в фокусе кудз со светосилой 1 : 30 — 1 : 45 (рис. 1, в).

Размер поля зрения инструмента определяется его назначением. До последнего времени большое поле зрения требовалось в основном только для поисковых программ. Примером такой программы может служить составление «Паломарского атласа звёздного неба» по фотографиям, полученным на 1,2-

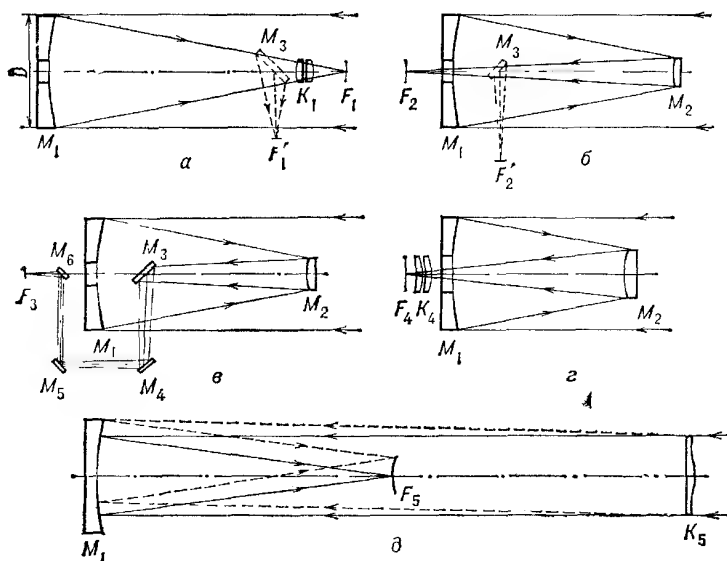


Рис. 1. Оптические схемы телескопов: M_1 — главное зеркало, D — его диаметр, M_2 — вторичное зеркало, $M_3, \dots, M_n$ — диагональные плоские зеркала; a — прямой фокус F_1 . Двухтрёхлинзовый корректор K_4 увеличивает полезное поле зрения до $0,3-1,0^\circ$. В оптических телескопах средних размеров наблюдения ведутся в фокусе Ньютона F_1 . Светосила $D : F = 1 : 3 - 1 : 5$; б — кассегреновский фокус F_2 . Сменное зеркало M_2 может направлять свет в фокус Мерсенна F_2 . Светосила $D : F = 1 : 15 - 1 : 30$; в — фокус кудз F_3 . С помощью плоских зеркал свет направляется вдоль полярной оси телескопа. Изображение звезды в фокусе кудз неподвижно при любом положении трубы оптического телескопа. Светосила $D : F = 1 : 30 - 1 : 50$. Практически все оптические телескопы с зеркалами крупнее 2 м имеют фокус кудз; г — фокус Ричи—Кретьена F_4 . Корректор K_4 увеличивает полезное поле зрения до $1-3^\circ$. Светосила $D : F = 1 : 7 - 1 : 9$; д — схема телескопа Шмидта. В центре кривизны главного сферического зеркала M_1 стоит коррекционная линза Шмидта K_5 , определяющая диаметр светового пучка. Для того чтобы не было экранирования света на краю поля зрения (пунктирная линия), диаметр M_1 превышает диаметр K_5 . Длина трубы телескопа в два раза больше его фокусного расстояния F_5 . Светосила $D : F = 1 : 2,5 - 1 : 3$, поле зрения $3-5^\circ$.

плы с зеркалами крупнее 2 м имеют фокус кудз; г — фокус Ричи—Кретьена F_4 . Корректор K_4 увеличивает полезное поле зрения до $1-3^\circ$. Светосила $D : F = 1 : 7 - 1 : 9$; д — схема телескопа Шмидта. В центре кривизны главного сферического зеркала M_1 стоит коррекционная линза Шмидта K_5 , определяющая диаметр светового пучка. Для того чтобы не было экранирования света на краю поля зрения (пунктирная линия), диаметр M_1 превышает диаметр K_5 . Длина трубы телескопа в два раза больше его фокусного расстояния F_5 . Светосила $D : F = 1 : 2,5 - 1 : 3$, поле зрения $3-5^\circ$.

метровом телескопе системы Шмидта (рис. 1,б). При детальном исследовании индивидуальных объектов используют небольшое поле зрения около оптич. оси телескопа. Однако совр. фотометры и спектрографы имеют столь высокую чувствительность, что способны зарегистрировать объект, к-рый не наблюдается визуально в данный телескоп. Контроль за наведением О. т. на такие объекты можно осуществлять лишь по двум (или более) ярким звездам, расположенным на значит. расстоянии от оптич. оси телескопа, для чего и необходимо большое поле зрения. Наилучшим образом этому требованию отвечает оптич. схема Ричи—Кретьена (рис. 1,з), к-рая соединяет в себе достоинства классич. схемы Кассегрена (хорошие изображения на оси для фотометрии и спектроскопии одиночных объектов, рис. 1,б) и камеры Шмидта (большое поле зрения для получения прямых фотографий неба, рис. 1,д). Расчёт оптич. схемы для каждого телескопа производится с помощью ЭВМ. Согласно расчётам, в прямом фокусе поле зрения может иметь угловой размер $0,3-1,0^\circ$, в фокусе Ричи—Кретьена — угловой размер $1-3^\circ$, а линейный — от 30 до 50 см, что соответствует самым большим астрономич. фотопластинкам. На краю поля зрения расчётный диаметр изображения не превышает $0,5''$. Фокус кудэ предназначен для работы с одиночными объектами, и размер поля в нём равен неск. угловым минутам.

Расчётное изображение во всех фокусах на оси делается меньше теоретич. предела, определяемого дифракцией. Диаметр центрального максимума дифракционного изображения звезды теоретически равен:

$$\beta = 2,44(\lambda/D) \cdot 2,06 \cdot 10^5 \text{ (секунд дуги), (2)}$$

где λ — рабочая длина волны.

В кружке такого диаметра зеркало с идеальной поверхностью собирает 83% света от звезды. Реальные зеркала из-за отклонений от теоретически рассчитанной формы поверхности хуже концентрируют свет. Так, главное зеркало 3,6-метрового О. т. системы Ричи—Кретьена Европейской южной обсерватории в Чили собирает в кружке диаметром $0,1''$ 60% света, что примерно в 2 раза ниже теоретич. предела, определяемого ф-лой (2).

3. Механика телескопа

Высокая точность оптич. поверхностей предъявляет столь же высокие требования к точности механики совр. О. т. Большое зеркало не обладает достаточной жёсткостью и прогибается под действием собств. веса. Эти деформации компенсируются системой разгрузки, устанавливаемой в оправе зеркала. В результате зеркало как бы плавают в оправе и его отражающая поверхность сохраняет свою форму с требуемой точностью при всех положениях инструмента.

Оптич. оси главного и вторичного зеркал телескопа не должны смещаться друг относительно друга на величину более 0,1 мм. Изготовить жёсткую тру-



Рис. 2. Крупнейший в мире, 6-метровый зеркальный оптический телескоп Специальной астрономической обсерватории АН СССР с азимутальной установкой; имеет прямой фокус со светосилой 1:4, фокус Мерсенна — со светосилой 1:30.

бу, изгибающуюся не более чем на 0,1 мм при весе главного зеркала в неск. десятков тонн, в принципе невозможно. Влияние деформаций устраняют при помощи спец. фермы, закреплённой в центре тяжести. Длинный конец её несёт лёгкое вторичное зеркало, а короткий — тяжёлое главное. Жёсткость фермы рассчитывается так, что оба конца трубы прогибаются на одинаковую величину и взаимное положение зеркал не меняется.

О. т. с зеркалами диаметром 4—5 м имеют симметричную полярную монтировку: слежение за небесным объектом (компенсация суточного движения объекта) осуществляется вращением телескопа вокруг оси, направленной в полюс мира. Однако для более крупных телескопов, диаметром 6 м и более, выгодно делать т. н. альтазимутальную монтировку, одна из осей к-рой вертикальна, а другая горизонтальна (рис. 2). В такой монтировке слежение за звездой требует вращения инструмента вокруг двух осей одновременно по программе, задаваемой ЭВМ.

Механич. оси О. т. закреплены в масляных подшипниках. Масляная плёнка толщиной ≈ 100 мкм резко снижает трение, и труба телескопа, как и вся конструкция (монтировка) в целом, легко поворачивается. Напр., 530-тонный 5-метровый О. т. Паломарской обсерватории (США) без особых усилий поворачивают рукой, а слежение за звёздами осуществляется маломощным двигателем (60 Вт).

4. Башня телескопа

Современные достижения в расчётах и изготовлении О. т. позволяют создавать инструменты с разрешением (в дековых условиях) $\approx 0,1''$. Но добиться столь же высокого разрешения в реальных условиях наблюдений мешают два фактора: астроклимат места установки и башня телескопа.

Башня из-за неравномерного нагрева или остывания в течение ночи создаёт температурные неоднородности воздуха, а следовательно, и неоднородности его показателя преломления на луче зрения. Эти неоднородности приводят к размытию изображения звезды в фокальной плоскости О. т.: диаметр изображения может увеличиться вдвое и даже в большее число раз. Выделяют два осн. источника температурных не-

однородностей: 1) радиационное выхолаживание поверхности купола в течение ночи (без привития спец. мер его темп-ра опускается на 3—10 °С ниже темп-ры окружающего воздуха, что создаёт в области смотровой щели значит. оптич. неоднородности); 2) нагрев воздуха в башне работающей аппаратурой управления (нагреваемый воздух поднимается вверх и, выходя через смотровую щель, создаёт на луче зрения оптич. неоднородности).

Для предотвращения выхолаживания купола его делают двойным, между оболочками располагают систему подогрева, к-рая поддерживает темп-ру наружной оболочки купола на уровне темп-ры окружающего воздуха. Днём при закрытом куполе эта же система выполняет прямо противоположную функцию. Она отводит теплоту от наружной поверхности купола, препятствуя проникновению тепловых потоков внутрь купола и сохраняя в подкупольном пространстве темп-ру ночного воздуха. Поддержание постоянной темп-ры в башне исключает термич. деформации оптики и механики О. т.

Отвод теплоты от различных приборов, находящихся в башне, осуществляется мощной системой вентиляции, к-рая засасывает воздух извне через открытую щель купола и по вентиляц. каналу, проходящему через всю башню сверху вниз, выбрасывает тёплый воздух на расстоянии 50—100 м от башни.

5. Перспективы развития оптических телескопов

Комплексное решение задач конструирования, размещения и эксплуатации О. т. может дать суммарный выигрыш в проникающей силе в 2—3^м. Этот подход к проблеме повышения эффективности О. т. наиболее экономичен.

Повышение эффективности О. т. за счёт увеличения диаметра зеркала телескопа связано с крупными капиталовложениями и технич. трудностями. Однако для исследования светового потока от слабого космич. объекта за строго ограниченного времени такой телескоп будет иметь преимущества даже перед космич. телескопом с не очень большой собирающей площадью.

Наметился прогресс в разработке следующего поколения О. т. с эффективной площадью зеркал ≈ 500 м², что эквивалентно одиночному О. т. с диамет-

ром зеркала 25 м. Зеркало такого телескопа нельзя сделать монолитным диском. Согласно одному из проектов, главное зеркало должно состоять из множества (от 40 до 500) зеркал меньшего диаметра, установленных в единой оправе. Внешне конструкция монтировки похожа на альтазимутальную монтировку 6-метрового О. т. В другом проекте 6 труб телескопов диаметром 4—10 м устанавливаются на единой монтировке с общим фокусом куда [действующий прототип — многозеркальный телескоп на горе Хопкинс (США), имеющий 6 телескопов диаметром 1,8 м с общим фокусом]. В третьем проекте 40 отдельно стоящих 4-метровых О. т. должны иметь общий фокус куда.

С появлением радиointерферометров со сверхдлинной базой угловое разрешение в радиодиапазоне стало на два порядка выше разрешения в оптич. диапазоне. В связи с развитием электроники и техники регистрации света, а также прогрессом в исследовании атмосферной турбулентности появилась возможность создания оптич. интерферометра с действующим отверстием (апертурой) $\approx 1,5$ м, базой от 10^2 до 10^3 м и разрешением $0,001$ — $0,0001''$. Действующий прототип такого интерферометра с апертурой 25 см и базой 20 м доказывает возможность реализации проекта крупного наземного интерферометра (см. *Интерферометрия*).

В 70-е гг. 20 в. получили развитие адаптивные оптич. системы, к-рые позволяют исправлять деформации волнового фронта, возникающие на пути от источника до О. т. (гл. обр. в атмосфере). Теоретически адаптивная оптика может достичь разрешения О. т. до предельно возможного (т. е. разрешения, обусловленного дифракцией света в О. т.). В обозримом будущем эта задача может быть решена только для ярких звёзд. Но если ограничить задачу только компенсацией наклонов волнового фронта, то можно примерно в два раза улучшить разрешение О. т. и при наблюдениях слабых звёзд. Такие адаптивные системы уже реализованы на малых инструментах и скоро найдут применение в крупных О. т. Важных результатов ждут от О. т., к-рые намечается вынести за пределы атмосферы при помощи космич. аппаратов. О. т. диаметром 2,4 м, запуск к-рого планируется в США в 1986 г., позволит про-

водить как наблюдения в УФ-области спектра, так и в оптич. области, где его разрешение будет лучше $0,2''$, а проникающая сила на 2—3^м больше его наземного аналога.

Лит.: Методы астрономии, пер. с англ., М., 1967; Оптические телескопы будущего, пер. с англ., М., 1981; Оптические и инфракрасные телескопы 90-х гг., пер. с англ., М., 1983. С. Б. Новиков.

ОРИЕНТАЦИЯ СПИНОВ в космической среде. Атомы, молекулы, ионы, электроны и фотоны обладают определённым *спином*, т. е. внутренним (вращательным) моментом количества движения. Обычно состояние частиц в различных космич. объектах, напр. в атмосферах звёзд или в туманностях, характеризуют их концентрацией, распределением по скоростям, степенью ионизации, возбуждения и не рассмат-

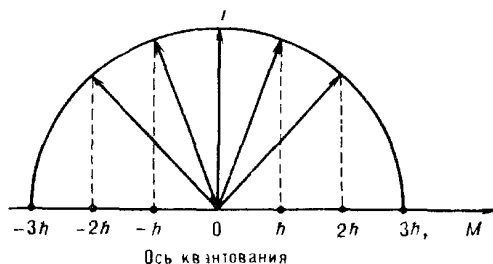


Рис. 1. Возможные значения проекции M спина частицы в магнитном поле (квантование проекции спина). Ось квантования — направление магнитного поля.

ривают, как правило, их спиновое состояние. Предполагается, что спины распределены хаотически и ни на что не влияют. Однако это предположение не всегда оправдано. В ряде случаев О. с. существенно влияет на физ. свойства космич. объектов, в частности космич. среды.

О. с. J определяется его проекцией M на направление магн. поля. Согласно законам квантовой механики, проекция M может принимать только дискретные значения (рис. 1), равные $J, J-1, J-2, \dots, -J+1, -J$ (значения M в этом ряду отличаются на единицу; за единицу принята величина $\hbar$ — Планка постоянная). Различают два типа О. с. частиц — *выстраивание* и *полъяризация*. В случае выстраивания спины частиц ориентированы так, что направления $\downarrow$ и $\uparrow$ — по и против выделенной оси — эквивалентны, тогда как в случае поляризации эти направления неэквивалентны, то есть спины

направлены преимущественно в одну сторону.

В разреженной среде, находящейся в тепловом (термодинамическом) равновесии, при отсутствии внеш. полей все направления равноправны (среда изотропна). Спины частиц в такой среде расположены хаотически, так что в среднем ориентация у них отсутствует. Однако О. с. возможна, если частица обладает магн. моментом μ и имеется достаточно сильное внешнее магн. поле H , такое, что энергия взаимодействия его с моментом μ частицы больше или сравнима с энергией теплового движения частицы. Спины частиц в этом случае могут быть ориентированы по полю H (или против поля). Такая ориентация наз. статической. В действительности энергетич. условие, необходимое для статич. О. с., в известных космич. объектах не выполняется. Напр., в *межзвёздной среде* при $H \sim 10^{-6}$ Э и $T \sim 100$ К энергия магн. взаимодействия $\mu H \sim 10^{-26}$ эрг, а энергия теплового движения $kT \sim 10^{-14}$ эрг. Даже в *магнитных звёздах* при $H \sim 10^3$ Э и $T \sim 10^4$ К энергия $\mu H \sim 10^{-17}$ эрг, а $kT \sim 10^{-12}$ эрг. Поэтому статич. О. с. частиц, связанная с наличием сильных внеш. полей, в космич. условиях не имеет места.

При отсутствии теплового равновесия возможен принципиально иной тип ориентации, т. е. динамическая ориентация, при которой спины частиц среды ориентируются в результате их взаимодействия с проходящим через среду направленным потоком излучения или потоком быстрых частиц. Так, оптич. излучение и радиоизлучение звёзд и туманностей, а также направленные корпускулярные потоки, проходя через межзвёздную среду и взаимодействуя с ней, не только меняют распределение частиц по импульсам, но и ориентируют спины этих частиц.

Динамич. ориентация спинов неразрывно связана с такими явлениями, как *давление излучения* и *солнечный ветер*, т. к. при столкновении с фотоном или частицей солнечного ветра атому (или др. частице) одновременно передаются и импульс, и момент импульса. Второй процесс даже более эффективен в том смысле, что налетающий поток сначала ориентирует частицы среды, а уж затем увлекает их в направлении своего распространения.

Анализ физ. условий в различных космич. объектах показывает, что при динамич. ориентации спины оказываются выстроенными, а не поляризованными, и осн. механизмом такого выстраивания явл. резонансное рассеяние направленного неполяризованного излучения (излучения в спектральных линиях). При резонансном рассеянии атомы и молекулы очень эффективно взаимодействуют с фотонами, велико т. н. эффективное сечение рассеяния.

Механизм оптич. резонансной ориентации наглядно раскрывается на примере двухуровневого атома со спином $J = 1$ в осн. состоянии и со спином $J' = 0$ в возбуждённом состоянии (рис. 2).

Если свет неполяризован, то в световом пучке содержится одинаковое количество фотонов правой и левой поля-

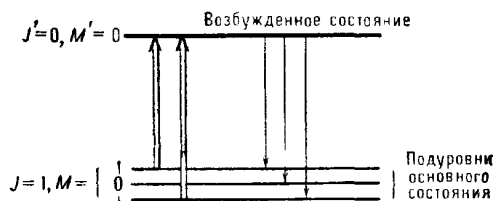


Рис. 2. Схема, иллюстрирующая механизм оптической ориентации спинов. Здесь $J = 1$ и $J' = 0$ — спин частицы соответственно в основном и возбуждённом состоянии, M — проекция спина на направление пучка падающих фотонов.

ризации. Они характеризуются двумя значениями проекции спина фотона γ на направление луча (спиральностью): $m_\gamma = 1$ и $m_\gamma = -1$ [вследствие поперечности эл.-магн. волн спин фотонов ($s = 1\hbar$) всегда ориентирован по или против направления распространения волн и фотоны с проекцией $m_\gamma = 0$ отсутствуют]. В соответствии с законом сохранения проекции момента импульса при поглощении резонансного фотона с $m_\gamma = \pm 1$ атом может перейти в возбуждённое состояние $M' = M + m_\gamma = 0$ лишь из подсостояний $M = \pm 1$, тогда как возбуждение атома на этот уровень из подсостояния $M = 0$ запрещено. Поэтому атомы, попавшие в подсостояние $M = 0$, в дальнейшем уже не могут выйти из него, если не произойдёт столкновения атомов. С другой стороны, при переходах из возбуждённого состояния атомы могут оказаться

в любом из подсостояний M , причём с равной вероятностью, т. к. у возбуждённого атома $J' = 0$, а все св-ва физ. системы со спином, равным нулю, не зависят от её ориентации в пространстве. Возбуждённый атом может излучить фотоны с проекциями момента импульса на направление ориентирующего пучка света как $m_{J'} = \pm 1$, так и $m_{J'} = 0$. Т. о., в результате каждого акта рассеяния (перехода атома в возбуждённое состояние и возвращения на осн. энергетич. уровень) будет возрастать число атомов с $M = 0$. При длительном воздействии пучка резонансных фотонов практически все атомы, независимо от начальной ориентации, должны перейти в подсостояние $M = 0$, и среда станет прозрачной для ориентирующего излучения. Конечно, полное просветление среды возможно лишь в отсутствие столкновений атомов друг с другом. В таких разреженных и оптически тонких системах, как межзвёздная и межпланетная среда, кометы, туманности, верхние слои атмосферы звёзд и планет, все условия, необходимые для выстраивания спинов, постоянно поддерживаются самой природой. Плотность частиц в этих космич. объектах мала, соударения атомов и молекул редки, а среда постоянно пронизывают интенсивные потоки излучения, имеющие определённое пространственное направление. Ориентация спинов частиц отсутствует лишь в нижних, плотных слоях атмосфер звёзд и планет, где состояние частиц определяется их столкновениями с соседними частицами газа, находящегося в локальном термодинамич. равновесии.

Оптич. св-ва (преломление и поглощение) среды, содержащей частицы с выстроенными спинами, существенно зависят от поляризации пронизывающего среду пучка света или частиц и направления наблюдения. Первоначально неполяризованное излучение, проходя через «выстроенную» среду, линейно поляризуется вследствие того, что прозрачность среды для излучения, поляризованного параллельно и перпендикулярно магн. полю, неодинакова. Это явление необходимо принимать во внимание при анализе спектров различных космич. объектов. Так, выстраивание приведёт к поляризации проходящего света и к аномальному отношению интенсивностей поглощения в мультиплете (т. е. в совокупности спектраль-

ных линий, образующихся при переходах между двумя энергетич. уровнями, расщеплёнными на подуровни). Этот эффект может наблюдаться для линий поглощения, образующихся в разреженных оболочках звёзд, где имеется интенсивный направленный поток излучения. Учёт выстраивания спинов может дать качественно новую информацию относительно анизотропии физ. условий в исследуемых объектах, а именно: о направлении магн. поля и угловом распределении потока излучения. Напр., по измеренному отношению интенсивностей линий дублета натрия $D_1(\lambda_1 = 5896 \text{ \AA})$ и D ($\lambda_2 = 5890 \text{ \AA}$) в спектре комет и степени поляризации линии D_2 можно определить направление магн. поля в голове кометы.

Д. А. Варшавович.

ОСВЕЩЁННОСТЬ (E) — интегральный поток излучения, падающий на одну сторону поверхности единичной площадки. Единицы О.: эрг/(с·см²), Вт/м²; светотехнич. единицы О. явл. люкс. Освещённость E_v , создаваемая излучением в единичном интервале частот, определяется исходя из спектральной плотности потока излучения; измеряется в эрг·см⁻²·с⁻¹·Гц⁻¹ и Вт·м⁻²·Гц⁻¹.

О., создаваемая точечным источником с силой света I , зависит от расстояния r до источника и от угла i между нормалью к освещаемой поверхности и направлением на источник: $E = I \cos i / r^2$. О. поверхности на Земле, создаваемая Солнцем, составляет ок. 10^5 люкс (когда поверхность перпендикулярна солнечным лучам), от полной Луны О. $\approx 0,25$ люкс, от всего ночного неба $\approx 3 \cdot 10^{-4}$ люкс.

В астрономии мерой О. обычно служит видимая звёздная величина источника. О., соответствующая звёздной величине источника $m_V = 0$ (за пределами атмосферы), равна $2,54 \cdot 10^{-6}$ люкс. **ОСТАТКИ ВСПЫШЕК СВЕРХНОВЫХ** — сброшенные при вспышке сверхновой звезды её внеш. слои, разлетающиеся в межзвёздную среду и сгребаящие межзвёздный газ. Центральная область сверхновой звезды (ядро) коллапсирует, образуя нейтронную звезду (не исключены образование чёрной дыры или полный разлёт звезды; см. Гравитационный коллапс). Вызванная коллапсом ударная волна срывает внеш. слои звезды. Взаимодействие выброшенного при вспышке вещества с окружающим газом [межзвёздным и (или)

оброшенной звездой на стадии, предшествующей вспышке] определяет эволюцию и наблюдательные проявления О. в. с.

В Галактике обнаружено ок 125 О. в. с., большая их часть наблюдается пока только в радиодиапазоне. Примерно 40 О. в. с., находящихся не далее 4—5 кпк от Солнца, отождествлены

нейтронная звезда с маломассивным спутником. Еще в трех О. в. с. (RCW 103, ЗС 58 и СТВ 80) найдены точечные рентг. источники, к-рые, скорее всего, обусловлены тепловым излучением горячей поверхности нейтронной звезды. В О. в. с. Тихо Браге, Кеплера, 1006 года и Кассиопея А компактные рентг. источники не обнаружены, что позволяет установить верхний предел температуры поверхности нейтронной звезды [$T \lesssim (1,5-2) \cdot 10^6 \text{ K}$].

Шесть молодых О. в. с. наблюдаются в области «исторических» сверхновых в Галактике, вспыхнувших за последнее тысячелетие. По кривым блеска сверхновых и наблюдениям О. в. с. их можно разделить на три группы.

1) О. в. с. 1006 года, Тихо Браге (1572 г.) и Кеплера (1604 г.) об-

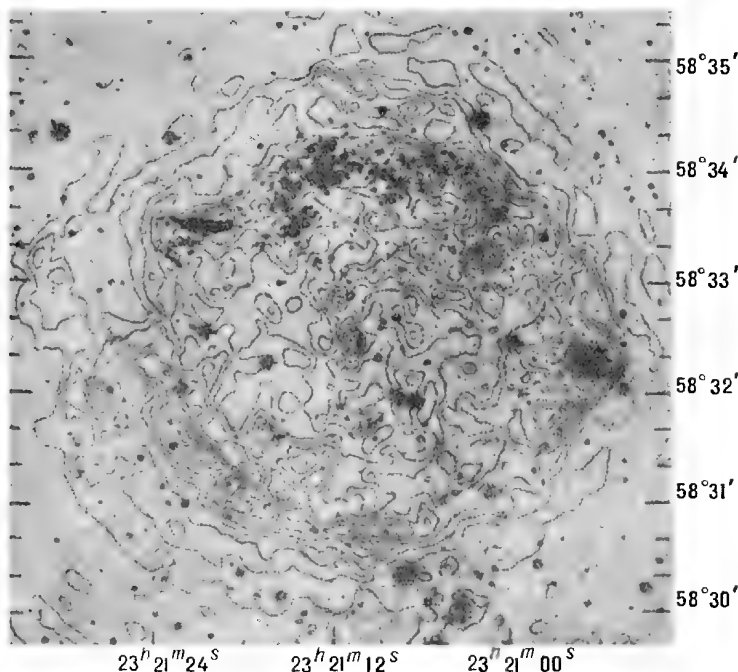


Рис. 1. Остаток вспышки сверхновой Кассиопея А. Радиоизотопы совмещены с фотографией в лучах красной области спектра. Видны отдельные волокна и конденсации, заполняющие область радиоизлучения.

с оптич. туманностями (свет остальных поглощается газово-пылевой средой Галактики). Около 50 О. в. с. наблюдается в рентг. диапазоне. Быстро растет число О. в. с., открытых в близких галактиках. в Магеллановых Облаках (Большом — БМО и Малом — ММО) уверенно идентифицировано более 30 О. в. с. и еще ок 10 возможных О. в. с., в галактиках М 31 и М 33 найдено примерно по 20—30 О. в. с. Их наблюдения в оптическом, рентгеновском и радиодиапазонах не обнаруживают существенных различий в природе и эволюции О. в. с. в галактиках Местной группы.

В трех галактич О. в. с. (Крабовидная туманность, Паруса XYZ и MSH 15-52) обнаружены звездные остатки — пульсары. В центре W 50 и G 109.1—1.0 наблюдаются двойные системы: в первом, вероятно, массивная черная дыра в паре с В2-звездой, во втором —

разовались при вспышках сверхновых I типа, они характеризуются сферически-симметричной структурой выброшенной при вспышке оболочки и отсутствием звездного остатка.

2) Крабовидная туманность (1054 г.) и ЗС 58 (1181 г.) возникли при вспышках сверхновых II типа; вспышка сопровождалась образованием пульсара, поставляющего релятивистские электроны, ответственные за синхротронное излучение О. в. с. в радио-, рентг. и оптич. (в Крабовидной туманности) диапазонах.

3) Кассиопея А и сходные с ней объекты: (G 292. 0 + 1.8, N 132 D и G 0540—69.3 в БМО, IE 0102 2—7219 в ММО, а также О. в. с. в NGC 4449) образовались при вспышках массивных (20—25 $M_{\odot}$) звезд; они характеризуются тороидальной структурой выброса, состоящего преимущественно из кислорода и продуктов его термоядер-

ного горения, звездный остаток не наблюдается

Среди молодых О. в. с наиболее изучены *Крабовидная туманность* и *Кассиопея А* — ярчайший радиоисточник на небе. Связанная с Кассиопеей А оптич. туманность (рис. 1) состоит из сотен т. н. быстрых волокон и стационарных конденсаций, разлетающихся из центра оболочки. Линейный радиус оболочки — 2 пк, расстояние до объекта — 2,8 кпк.

Собственные движения волокон составляют 0,2—0,5'' в год, лучевые скорости заключены в пределах 4000—9500 км/с (в среднем 5500 км/с). По скорости разлета волокон и размерам туманности установлено, что вспышка произошла в 1658 г. (± 3 года), но она не была зафиксирована астрономами того времени. Хим. состав быстрых волокон резко отличается от нормального: они практически лишены водорода, обилие О, Аг, S примерно в 30 раз выше нормы. Высокие скорости и хим. состав свидетельствуют о том, что быстрые волокна выброшены при вспышке. Стационарные конденсации имеют лучевые скорости в среднем ок. 300 км/с, их собств. движения не превышают 0,02'' в год. Хим. состав близок к нормальному космическому, но содержание Не повышено и отношение N/O также выше нормы. Стационарные конденсации представляют собой сгустки вещества, сброшенного звездой на поздних стадиях эволюции, еще до вспышки, а затем сжатые и ускоренные при взаимодействии с разлетающейся оболочкой сверхновой. Полная масса всех видимых волокон и конденсаций Кассиопеи А составляет ок. 0,1 $M_{\odot}$. Осн. масса О. в. с. — ок. 10 $M_{\odot}$ — представляет собой горячую разреженную плазму и излучает в рентг. диапазоне.

Большинство галактич. О. в. с. — старые объекты, возраст к-рых составляет десятки тыс. лет. Среди старых О. в. с. наиболее детально исследованы *Петля Лебеда* (рис. 2, а), *IC 443* (рис. 2, б), *Парус X*, *Корма А*. Эти тонковолокнистые туманности имеют линейные размеры 20—40 пк, расширяются со ср. скоростью 100—300 км/с. Тонкие волокна старых О. в. с. погружены в диффузный газ. Спектр свечения старых О. в. с. свидетельствует о том, что хим. состав волокон близок к нормальному космическому, темп-ра в области ярких волокон $T_e = (1-5) \cdot 10^4 K$, плот-

ность $N \approx 10^2-10^3$ частиц/см³. Яркие волокна старых О. в. с. представляют собой области высвечивания сжатого газа за фронтом ударной волны, распространяющейся по относительно плотным ($N \approx 5-10$ см⁻³), небольшим облакам межзвездной среды.

Рентг. излучение старых О. в. с. наблюдается в диапазоне энергий фото-

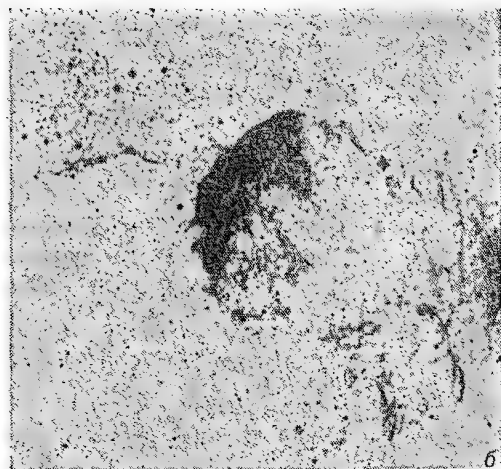
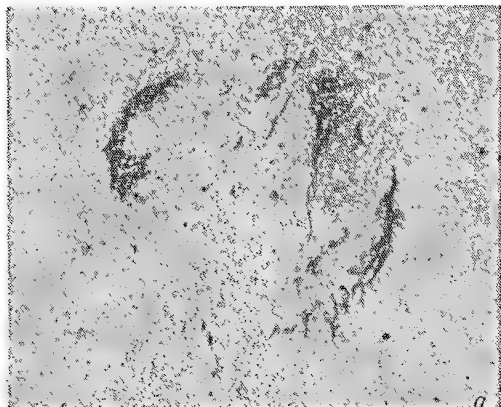


Рис. 2. Старые остатки вспышек сверхновых: а — Петля Лебеда, б — IC 443, видна тонковолокнистая структура оптических туманностей.

нов от 0,1 до 10 кэВ. Спектр излучения имеет тепловую природу, излучает плазма с темп-рой $\sim 10^6-10^7 K$, нагретая ударной волной, распространяющейся со скоростью $\approx 3 \cdot 10^2-10^3$ км/с в разреженной ($N \approx 0,2-0,5$ см⁻³) межоблачной среде. Тепловая природа рентгеновской эмиссии подтверждается присутствием в спектрах линий высо-

коионизованных атомов Fe, Si, S, O и др.

Рентг. спектры Крабовидной туманности и 3C 58 имеют синхротронную природу (см. *Синхротронное излучение*). Тепловой компонент рентг. излучения Крабовидной туманности также обнаружен, но его мощность значительно ниже. Спектр рентг. излучения других молодых О. в. с. чисто тепловой, но имеет два максимума при $T_e \approx (5-8) \cdot 10^6 \text{ K}$ и $T_e \approx 5 \cdot 10^7 \text{ K}$. Такой

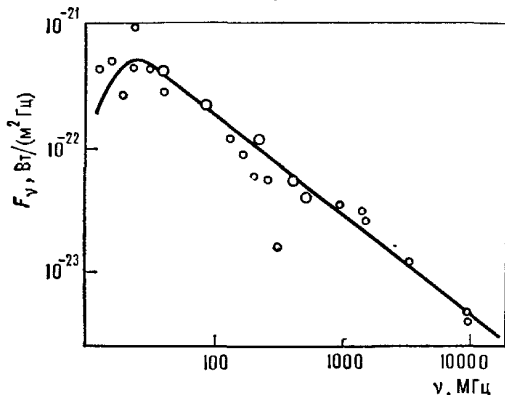


Рис. 3. Спектр радиоизлучения остатка вспышки Сверхновой Кассиопея А.

спектр и двухоболочечная структура рентг. изображения О. в. с. Тихо Браге, Кассиопея А и др. соответствуют двум компонентам излучающей плазмы: сгребённому межзвёздному газу или газу ветра предсверхновой, нагретому ударной волной, и выбросу, нагретому возвратной ударной волной.

Радиоизлучение О. в. с. имеет синхротронную природу. Спектр радиоизлучения старых О. в. с. хорошо представляется законом $F_\nu \sim \nu^{-\alpha}$ со ср. значением *спектрального индекса* $\alpha = 0,5$ и дисперсией $\sigma(\alpha) = 0,2$ в широком диапазоне частот ($20-10^4 \text{ МГц}$). Ослабление потока на низких частотах у ряда О. в. с. объясняется поглощением излучения межзвёздными облаками (рис. 3). У нескольких объектов, напр. Петли Лебедя, обнаружен перегиб спектра в области $\nu \approx 10^3 \text{ МГц}$, изменение α составляет $\approx 0,5$.

Радиоизображения старых О. в. с. говорят об их оболочечной структуре, синхротронная эмиссия усилена в области ярких оптич. волокон. Степень линейной поляризации излучения составляет 3—10%. Радиоизлучение самых старых О. в. с. представляет собой,

по всей вероятности, излучение релятивистских частиц в межзвёздном магн. поле, усиленном за фронтом ударной волны. Радиоисточники, отождествляемые с молодыми О. в. с., делятся на два класса. К первому относятся оболочечные объекты, такие, как Кассиопея А, О. в. с. Тихо Браге и Кеплера, характеризующиеся резкой внешней границей, низкой степенью поляризации ($\approx 5\%$) и крутым радиоспектром ($\alpha = 0,4-0,8$). Их радиоизлучение объясняется усилением магн. поля и ускорением релятивистских частиц в конвективном слое, возникающем на границе выброшенного и нагретого вещества. Ко второму классу относятся т. н. *плерионы*, т. е. остатки, подобные Крабовидной туманности. Они характеризуются аморфной структурой, уярчением к центру, плоским спектром ($\alpha = 0-0,2$) и более высокой степенью поляризации ($\approx 10-20\%$). Радиоизлучение плерионов связывают с активностью звёздного остатка: быстро вращающаяся нейтронная звезда явл. источником магн. поля и релятивистских частиц. По мере замедления вращения нейтронной звезды яркость плерионов падает. Вероятно, они постепенно (за характерное время $5 \cdot 10^3-10^4$ лет) превращаются сначала в комбинированные (плерион + оболочка) радиоостатки, такие, как Паруса XYZ, а затем в оболочечные О. в. с.

Поверхностная радиояркость О. в. с. падает по мере их расширения. По объектам, расстояние до которых измерено независимым методом, построена эмпирич. зависимость радиояркости Σ_ν от линейного диаметра D О. в. с. Эта зависимость служит для оценки расстояния до О. в. с. по его угловому размеру и яркости. Хотя точность метода невелика, для большинства галактич. О. в. с. это единственная возможность оценки расстояния. На рис. 4 представлена зависимость $\Sigma_\nu(D)$ для галактич. О. в. с. (кружки) и объектов в *Магеллановых Облаках* (точки). Квадратиками показаны крупномасштабные Петли галактич. радиоизлучения: Петля I (Северный Полярный Отрог), Петля II (Арка Кита), Петля III и Петля IV. Тот факт, что Петли хорошо ложатся на эмпирич. зависимость $\Sigma_\nu(D)$, подтверждает их интерпретацию как старых О. в. с. в близкой окосолнечной области. Их аномально большой линейный размер объясняется тем, что

вспышки, породившие Петли, произошли в среде низкой плотности.

Подсчёт числа радиоостатков с диаметром $D \lesssim 30$ пк с учётом их времени жизни в межзвёздной среде разной плотности даёт ср. интервал между вспышками сверхновых в Галактике ок. 20—30 лет. Такую же частоту дают вспышки «исторических» сверхновых, наблюдавшихся в последнее тысячелетие на расстоянии $r \lesssim 5$ кпк от Солнца.

Эволюция О. в. с. определяется взаимодействием оболочки, выброшенной при вспышке сверхновой, с межзвёздной средой. Теория выделяет четыре идеализированные стадии эволюции О. в. с., определяемые кинетич. энергией выброшенной оболочки $\mathcal{E}_0$, её массой и плотностью окружающего газа ρ_0 . Масса выбрасываемой при вспышке оболочки $M_0 = 0,2-2M_\odot$ и начальная скорость выброса $v_0 = (3-10) \cdot 10^3$ км/с соответствуют $\mathcal{E}_0 \sim 10^{50}-10^{51}$ эрг. Первая стадия — разлёт оболочки с постоянной скоростью v_0 . Торможение начинается, когда масса выметенного газа сравнивается с массой выброшенного вещества: $\frac{4}{3}\pi R_s^3 \rho_0 \approx M_0$, здесь R_s — радиус фронта ударной волны. В этот момент возникают возвратная ударная волна, движущаяся внутрь выброшенного вещества (её появление вызвано уменьшением давления в адиабатически расширяющейся оболочке), и конвективный слой на границе выброшенного и сгребаемого газа. Вторая стадия — адиабатич. расширение — продолжается, пока радиационные потери малы по сравнению с $\mathcal{E}_0$. По мере торможения оболочки становятся существенными потери энергии на излучение, и О. в. с. вступает в третью, радиативную стадию, образуется тонкая, плотная, холодная оболочка, её масса достигает $10^2-10^3 M_\odot$ при концентрации частиц газа $\approx 10^3$ см⁻³ и темп-ре 10^3 К. Через прибл. 10^5 лет наступает последняя фаза эволюции: давление газа в О. в. с. сравнивается с давлением невозмущённого межзвёздного газа и скорость расширения приближается к скорости хаотич. движения газовых облаков в Галактике, ≈ 10 км/с. О. в. с. становится кинематически неотличимой от межзвёздной среды. Наблюдения показывают, что физ. условия

и кинематика в целом удовлетворяют этой идеализированной модели, но более строгая теория требует учёта неоднородности межзвёздной среды, процессов испарения, теплопроводности, влияния магн. поля и ряда др. факторов.

Оценки времени жизни и частоты вспышек сверхновых в Галактике пока-

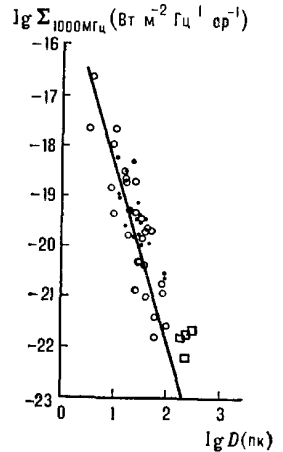


Рис. 4. Эмпирическая зависимость поверхностной радиояркости остатков сверхновых от их линейного диаметра. Кружками показаны остатки вспышек сверхновых в Галактике, квадратиками — крупномасштабные Петли галактического радиоизлучения (Петля I, II, III, IV), точками — остатки сверхновых в Большом Магеллановом Облаке.

зывают высокую вероятность слияния старых О. в. с. Горячий разреженный газ — сливающийся О. в. с. — с $T_e \approx 5 \cdot 10^5$ К и $N_e \approx (3-15) \cdot 10^{-3}$ см⁻³ составляет 50—80% объёма галактич. диска. Возможно, «всплывание» горячих газовых пузырей, каковыми явл. О. в. с., даёт существенный вклад в галактич. корональный газ. О. в. с. влияют и на пылевую составляющую межзвёздной среды; с одной стороны, при вспышках образуются пылевые частицы, с другой стороны, происходит их эффективное разрушение при прохождении ударных волн, вызванных разлётом оболочки. Столкновение расширяющихся О. в. с. с плотными газово-пылевыми облаками может инициировать процесс звездообразования.

Лит.: Шкловский И. С., Сверхновые звезды, 2 изд., М., 1976; его же, Звезды. Их рождение, жизнь и смерть, 3 изд., М., 1984; Псковский Ю. П., Новые и сверхновые звезды, М., 1974; На переднем крае астрофизики, пер. с англ., М., 1979; Лозинская Т. А., Остатки вспышек сверхновых, в сб.: Итоги науки и техники, сер. Астрономия, т. 22, М., 1983, с. 33—82. Т. А. Лозинская.



ПАРАБОЛИЧЕСКАЯ СКОРОСТЬ — скорость относит. движения двух тел, взаимно притягивающихся по закону всемирного тяготения, при к-рой движение происходит по параболич. орбите (см. *Элементы орбиты*). П. с. v_p — наименьшая относит. скорость двух притягивающихся тел, когда в процессе дальнейшего движения они могут удалиться друг от друга на бесконечное расстояние; $v_p = \sqrt{2\mu/r}$, где μ — произведение гравитационной постоянной на сумму масс притягивающихся тел, r — расстояние между их центрами масс. П. с. наз. также скоростью отрыва от притягивающего центра или скоростью ускользания (т. к. v_p — миним. скорость, обладая к-рой частица вещества может уйти из зоны притяжения планеты). Применительно к искусств. спутникам П. с. наз. второй космической скоростью.

С. Н. Вашковьяк.

ПАРАЛЛАКС (в астрономии) — видимое изменение положения космич. тела (небесного светила) вследствие перемещения наблюдателя. П. может быть обусловлен перемещением наблюдателя в пространстве вследствие вращения Земли (суточный П.), обращения Земли вокруг Солнца (годовой П.) и движения Солнечной системы в Галактике (вековой П.).

На основании измерений П. небесных светил или группы светил определяют расстояние до этих светил (см. *Расстояния до космических объектов*).

Суточный П. представляет собой угол с вершиной в центре небесного светила и со сторонами, направленными к центру Земли и к точке наблюдений на земной поверхности. Значение суточного П. зависит от зенитного расстояния светила и меняется с суточным периодом. П. светила, находящегося на горизонте места наблюдения, наз. горизонтальным П., а если при этом место наблюдения находится на экваторе,—

горизонтальным экваториальным П., постоянным для светил, находящихся на неизменном расстоянии от Земли.

Годичный П. звезды (тригонометрический) — малый угол (при звезде) в прямоугольном треугольнике, в к-ром гипотенуза есть расстояние от Солнца до звезды, а малый катет — большая полуось земной орбиты. Годичные П. из-за их малости могут считаться обратно пропорциональными расстояниям (параллаксу $1''$ соответствует расстояние в 1 пк).

Вековой П. — угловое смещение звезды за год, вызванное движением Солнечной системы в галактич. пространстве, к-рое возникло бы, если направление на звезду было бы перпендикулярно этому движению. Вследствие того, что звёзды обладают пекулярными собств. движениями, вековые П. определяются только статистически по отношению к достаточно большой группе звёзд. По данным о вековых П. можно оценивать расстояния, значительно большие, чем по измеренным годичным П., однако определённые таким способом значения расстояний верны лишь в среднем для всей охваченной измерениями группы звёзд.

ПАРНИКОВЫЙ ЭФФЕКТ в атмосферах планет — повышение темп-ры внутр. слоёв атмосферы планеты и её поверхности, обусловленное тем, что атмосфера более прозрачна для падающего солнечного излучения, чем для уходящего теплового излучения поверхности (и своего собственного). 75% энергии солнечного излучения приходится на диапазон длин волн от 0,4 до 1,5 мкм, 75% теплового излучения при $T = 300\text{K}$ (Земля) на диапазон 7,8—28 мкм, а при $T = 700\text{K}$ (Венера) на диапазон 3,3—12 мкм. Т. о., тепловое излучение атмосферы и поверхности планет — это ИК-излучение. Оно сильно поглощается молекулами (CO_2 , H_2O , SO_2 , NH_3 и др.). Вместе

с тем в видимой области спектра молекулы планетных атмосфер рассеивают солнечный свет, почти не поглощая его, поэтому он проникает на большие глубины. К молекулярному (рэлеевскому) рассеянию добавляется рассеяние на аэрозолях, но и оно ослабляет свет не очень эффективно, даже в случае оптически толстого сплошного облачного покрова. Солнечный свет проникает в планетную атмосферу, поглощается поверхностью планеты (а также атмосферой, особенно излучение в ближней УФ- и ИК-областях спектра) и трансформируется в тепловую энергию. Поток её уходит вверх и излучается в космич. пространство. Поскольку тепловой поток направлен вверх, темп-ра в тропосфере понижается с увеличением высоты. Возникающий общий температурный перепад тем больше, чем выше атмосферное давление у поверхности и больше относит. количество молекул, способных поглощать ИК-радиацию.

Величина $P. \varepsilon.$ характеризуется разницей между ср. темп-рой поверхности $\bar{T}_s$ и эффективной температурой планеты T_3 (см. табл. 1 в ст. *Планеты*). Для Венеры $\bar{T}_s = 735K$, $T_3 = 230K$. Здесь $P. \varepsilon.$ выражен весьма сильно благодаря тому, что давление у поверхности высокое ($p = 90$ атм) и CO_2 — осн. компонент атмосферы (малые примеси H_2O и SO_2 усиливают $P. \varepsilon.$). В атмосфере Земли CO_2 составляет всего 0,03%, однако этого достаточно, чтобы присутствие молекул CO_2 и небольшого количества H_2O ($\approx 0,1\%$) привело к повышению темп-ры на $\Delta T \approx 40K$ ($\bar{T}_s = 288K$, $T_3 = 249K$). Т. о., $P. \varepsilon.$ играет очень важную роль в формировании климата Земли.

На Юпитере $P. \varepsilon.$ создают молекулы H_2 , H_2O , NH_3 , однако там роль $P. \varepsilon.$ невелика, т. к. рассеянный поток солнечной энергии в глубине атмосферы много меньше теплового потока из недр планеты. На Марсе и Титане (спутнике Сатурна) $\Delta T \approx 3-5K$.

Лит.: Мартынов Д. Я., Планеты. Решенные и нерешенные проблемы, М., 1970; Мороз В. И., Атмосфера Венеры, «УФН», 1971, т. 104, в. 2, с. 255; Голицын Г. С., Стеклов А. Ф., Атмосферы спутников больших планет, «Земля и Вселенная», 1979, № 5. В. И. Мороз.

ПАРСЕК (пк) — применяемая в астрономии единица длины; 1 ПК = 206 265 а. е. $\approx 3,26$ св. лет = $3,0857 \cdot 10^{16}$ м. Широко применяют также более крупные единицы: килопарсек (кпк), рав-

ный 1000 ПК, и мегапарсек (Мпк), равный 1 млн. ПК. Звезда, расположенная на расстоянии 1 ПК, имеет годичный параллакс, равный одной угловой секунде (отсюда произошло название единицы). Ближайшая к Солнцу звезда — Проксима Кентавра — имеет параллакс 0,762'', что соответствует расстоянию в $1/0,762 = 1,32$ ПК.

ПЕРЕМЕННЫЕ ЗВЁЗДЫ — звёзды, у к-рых наблюдаются колебания блеска. Число известных к настоящему времени $P. \varepsilon.$ очень велико (свыше 28 000). Более 15 000 звёзд заподозрены в переменности, но ещё не изучены. Ок. 3000 $P. \varepsilon.$ открыто в ближайших галактиках — Магеллановых Облаках и ок. 700 (не считая новых звёзд) — в Туманности Андромеды. Более 1000 $P. \varepsilon.$ обнаружено в шаровых скоплениях нашей Галактики. $P. \varepsilon.$ имеют спец. обозначения (если они не были уже обозначены буквой греч. алфавита). Первые 334 $P. \varepsilon.$ каждого созвездия обозначают последовательностью букв латинского алфавита: R, S, T, ..., Z, RR, RS, ..., RZ, SS, ST, ..., ZZ, AA, ..., AZ, QQ, ..., QZ с добавлением названия соответствующего созвездия (напр., RR Луг, или RR Лиры). Следующие $P. \varepsilon.$ обозначаются V 335, V 336 и т. д.

$P. \varepsilon.$ делятся на два больших класса: затменные $P. \varepsilon.$ и физические $P. \varepsilon.$

Затменные $P. \varepsilon.$ представляют собой систему из двух звёзд, вращающихся вокруг общего центра масс, причём плоскость их орбит столь близка к лучу зрения земного наблюдателя, что при каждом обороте наблюдается затмение одной звезды другой. Это приводит к ослаблению суммарного блеска системы. В нашей Галактике обнаружено свыше 4000 звёзд этого класса. У одних, типа Алголя (β Персея), блеск вне затмения практически постоянен (рис. 1,а), у других же, типа β Лиры, периоды постоянства блеска отсутствуют, что даёт основание считать компоненты таких систем эллипсоидальными, вытянутыми взаимным притяжением. Изменения блеска вне затмения у таких систем объясняются непрерывным изменением обращённой к наблюдателю площади светящейся поверхности звёзд (рис. 1,б). Периоды изменения блеска затменных звёзд (совпадающие, естественно, с их орбитальными периодами) очень разнообразны: от десятков минут до десятков лет.

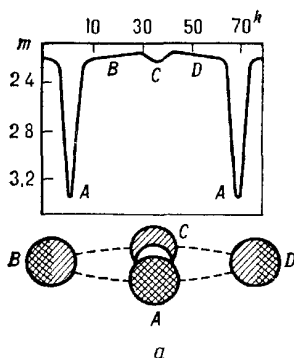
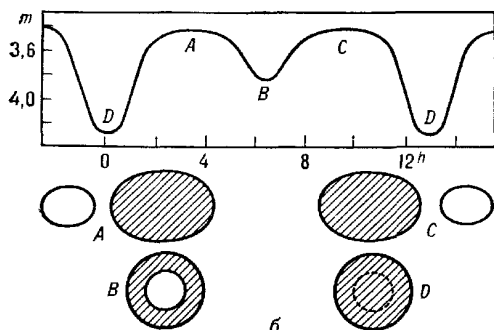


Рис. 1. Кривая блеска и схема системы β Персея (а) и β Лиры (б). Буквами А, В, С, D обозначены взаимные положения звёзд, отвечающие максимумам и минимумам кривой блеска; m — звёздная величина; время указано в часах (h), светлый кружок — более яркая звезда.



Затменные П. з. предоставляют уникальную возможность определения ряда важнейших характеристик звёзд, особенно в том случае, если известны расстояние до системы и кривая изменения лучевых скоростей входящих в систему звёзд. По продолжительности затмения можно определить диаметры звёзд в долях большой полуоси их орбиты, а затем и в километрах. По светимости L и размерам звёзд можно определить эффективную температуру $T_{\text{эф}}$ их поверхности. Наблюдая изменения в спектре в ходе затмения, можно изучить строение атмосферы затмевающей звезды (сквозь к-рую просвечивает второй компонент системы) на разных глубинах. Особенно интересные результаты даёт исследование систем типа ξ Возничего, у к-рых наблюдаются затмения горячей звезды (спектр. класса В) красным сверхгигантом (клас-

са К) с обширной атмосферой. Изменения интенсивности линий поглощения в ходе затмения позволили определить содержание хим. элементов в атмосфере сверхгиганта на разных высотах, по сдвигу линий удалось измерить скорость вращения звезды вокруг оси (см. *Доплера эффект*). Затменные П. з. явл. главным источником сведений о самой важной характеристике звёзд — их массе, для определения к-рой применяют 3-й закон Кеплера, связывающий орбитальный период, большую полуось орбиты и массы компонентов системы (см. *Массы небесных тел*). У нек-рых затменных звёзд наблюдается вращение большой оси эллиптич. орбиты (линии апсид), вызванное взаимной приливной деформацией компонентов (рис. 2); на кривой блеска это отражается в виде медленного смещения положения вторичного (меньшего) минимума. Скорость этого вращения определяется степенью концентрации вещества к центру звезды, и наблюдения таких звёзд дают чуть ли не единственную возможность проверки выводов теорий внутр. строения звёзд.

Физические П. з. изменяют свой блеск в результате происходящих на них физ. процессов. Физ. переменные подразделяют на пульсирующие и эруптивные.

Пульсирующие П. з. характеризуются плавными и непрерывными изменениями блеска (рис. 3); в большинстве случаев можно с уверенностью говорить о том, что они вызваны пульсацией звёзд. При сжатии звезды размеры её уменьшаются, она нагревается и становится ярче, при расширении звезды блеск её ослабевает. Периоды изменения блеска заключены в пределах от

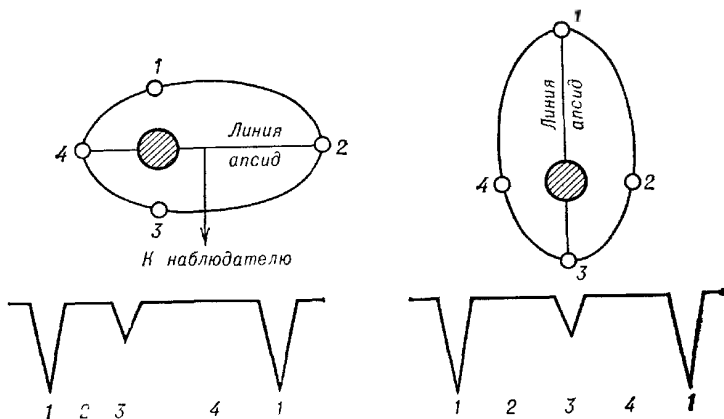


Рис. 2. Кривая блеска и схема системы с вращением линии апсид (большой полуоси орбиты).

долей суток (звёзды типа RR Лиры, δ Щита и β Большого Пса) до десятков (цефеиды, звёзды типа RV Тельца) и сотен суток [звёзды типа Миры Кита (спектр. класса M), полуправильные звёзды (SR)]. У нек-рых звёзд периодичность изменения блеска выдерживается с точностью хорошего часового механизма (напр., цефеиды и звёзды типа RR Лиры), у других же практически отсутствует (у красных неправильных П. з.). При пульсациях колебания радиальных размеров звёзд могут достигать значит. величины, у цефеид, напр., 2—3 радиусов Солнца. Это не должно удивлять, т. к. цефеиды — звёзды-сверхгиганты [радиус RR Lyr составляет $(7,2 \pm 0,9)R_{\odot}$, δ Сер — $(53 \pm 2)R_{\odot}$, η Aql — $(68 \pm 2)R_{\odot}$].

В табл. приведены характеристики нек-рых периодич. пульсирующих П. з.

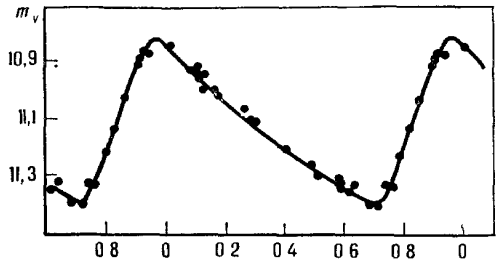


Рис. 3. Кривая блеска цефеиды CF Кассиопеи по данным американского астронома А. Сандиджа. По оси абсцисс отложено время в долях периода, отсчитываемое от момента максимума (фаза). Период $P = 4,88$ суток, m_v — визуальная звездная величина.

У Близнецов, новоподобные и симбиотич. П. з. (для последних характерно присутствие в спектре линий, типичных как для горячих, так и для холодных звёзд).

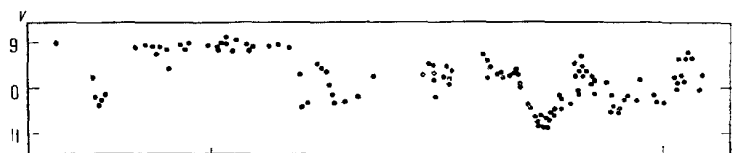
Тип звезды	Период, сут	Спектральный класс	Амплитуда (в синих лучах)	Тип звездного населения Галактики
Цефеиды Сб	2—218	FII — GI	0,1—2 ^m	I
Цефеиды CW	1—3,11—30	(F — G)	0,5—1,5 ^m	II
RR Лиры	0,05—1,2	A — F	0,5—2 ^m	II
δ Щита	0,03—0,2	A — FV — III	0,1—0,5 ^m	I
RV Тельца	30—140	F — GI	2—3 ^m	I
Миры Кита	80—220 } 500—1000 }	M, C, S	2,5—10 ^m	II I
β Большого Пса	0,1—0,6	BO — V3 III — IV	0,1 ^m	I

Э р у п т и в н ы е П. з. характеризуются неправильными, часто быстрыми и сильными изменениями блеска, вызванными, по-видимому, бурными процессами,носящими взрывообразный (эруптивный) характер (рис. 4). Эти звёзды делят на две группы: 1) группу молодых, недавно сформировавшихся звёзд, к к-рым относят быстрые неправильные переменные (типа Т Тельца или RW Возничего), *вспыхивающие звёзды* (типа UV Кита) и родственные им объекты, многочисленные в молодых звёздных скоплениях и связанные с туманностями; 2) группу звёзд, у к-рых время от времени отмечаются быстрые и большие увеличения яркости (т. н. катаклизмические П. з.). Это *новые звёзды*, повторные новые, звёзды типа

В большинстве случаев катаклизмич. звёзды оказываются двойными системами. Часто одним из компонентов явл. белый карлик. Известно более 1600 эруптивных звёзд.

Наряду с традиц. типами П. з. в последнее время выделяют новый тип — вращающиеся звёзды с неоднородной поверхностной яркостью. К этому типу П. з. относят *магнитные звёзды* с аномалиями хим. состава, вращающиеся с периодом в неск. сут; звёзды типа ВУ Дракона (карлики класса M, у к-рых помимо всплеск, аналогичных наблюдаемым у звёзд типа UV Кита, обнаружены небольшие колебания блеска с периодом в неск. сут) и, наконец, звёзды типа HZ Геркулеса, входящие в тесную двойную систему с рентг. источником

Рис. 4. Кривая блеска быстрой неправильной переменной RV Тельца по данным советского астронома П. Н. Холопова. Цена деления оси абсцисс — 100 суток, m_v — визуальная звездная величина.



(излучение источника вызывает на поверхности второго компонента появление горячего пятна). Присутствие горячих или холодных пятен подозревается и у звёзд др. типов, особенно затменных переменных.

Переменность и эволюция звёзд. Физ. переменность возникает у звёзд на определённых этапах их эволюции, так что на протяжении своей жизни одна и та же звезда, переходя от одного этапа развития к другому, бывает как постоянной звездой, так и П. з. разных типов. Поэтому особое значение для понимания природы переменности имеет изучение П. з. в звёздных скоплениях (для звёзд, входящих в скопления, можно определить и возраст, и эволюц. стадию), а также сопоставление положения на диаграмме спектр — светимость постоянных звёзд и П. з. разных типов (см. *Герцшпрунга—Ресселла диаграмма*).

Начиная своё развитие в виде гравитационно обособленного сгустка газопылевой материи, звезда постепенно сжимается, и гравитац. энергия, освобождающаяся при этом, разогревает её. Перенос энергии из внутр. слоёв к поверхности у такой звезды осуществляется вначале конвекцией, и лишь при подходе к главной последовательности (ГП) в звезде появляется ядро, в к-ром энергия переносится излучением. Чем массивнее звезда, тем быстрее она достигает ГП; источником энергии такой звезды становятся термоядерные реакции горения водорода в её центре. Существуют очень молодые звёздные скопления (с возрастом звёзд $\sim 10^6$ — 10^7 лет), в к-рых лишь наиболее массивные звёзды значит. светимости достигли ГП; они занимают верхнюю часть диаграммы Герцшпрунга — Ресселла (д. Г.—Р.) скопления и явл. обычными постоянными звёздами. Звёзды скопления, имеющие меньшую светимость и массу, ещё не закончили стадию гравитац. сжатия и не «вышли» на ГП. У таких звёзд ещё сохранилась обширная конвективная зона, и именно среди них во всё возрастающем количестве обнаруживаются быстрые неправильные переменные и вспыхивающие звёзды. По всей видимости, за вспыхивающую активность звезд ответственно взаимодействие конвективной зоны с магн. полем, причём важную роль играет и вращение звезды, поскольку высокие скорости вращения типичны для молодых звёзд. В целом перемен-

ность таких звёзд представляет собой, по-видимому, многократно усиленный аналог явлений, наблюдаемых в активных областях Солнца.

Ряд типов пульсирующих переменных расположен в пределах полосы неустойчивости, пересекающей д. Г.—Р. от красных сверхгигантов спектр. класса

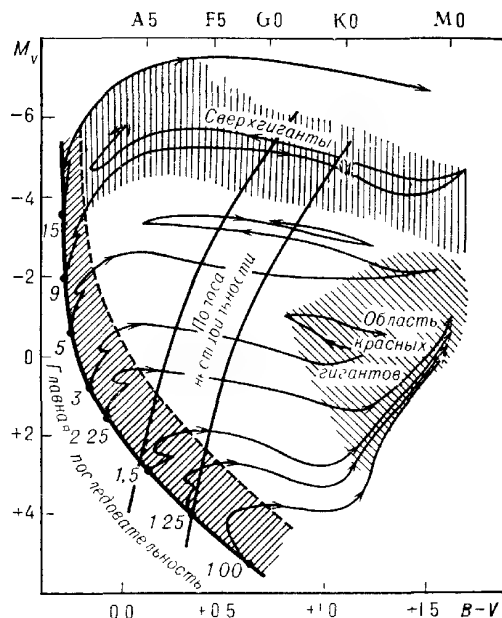


Рис. 5. Эволюционные треки звёзд с массами 1—15 $M_{\odot}$; M_v — абсолютная звездная величина, $B - V$ — показатель цвета; A5, F5, ... — спектральные классы звезд. Заштрихованы области, где эволюция протекает относительно медленно.

К до белых звёзд класса А (рис. 5 и 6). К ним относятся цефеиды (Сд на рис. 6), звёзды типа RV Тельца, RR Лира и δ Щита. Во всех этих звёздах действует, по-видимому, единый механизм, вызывающий пульсацию их верхних слоёв. Согласно общепринятой теории, в наружных областях звёзд, населяющих полосу неустойчивости, существует зона критич. ионизации гелия, к-рый попеременно то ионизуется до He II (при повышении темп-ры), то рекомбинирует и охлаждается. Зона критич. ионизации при сжатии поглощает и не выпускает наружу идущее изнутри излучение, а при расширении, напротив, усиленно излучает его наружу (см. *Пульсации звезд*). Такой механизм раскачки колебаний действует лишь при определённом ($> 15\%$ по числу ато-

мов) содержания гелия и определённой глубине залегания зоны критич. ионизации, зависящей от светимости и поверхностной темп-ры звезды. Эти причины и обуславливают существование довольно узкой полосы неустойчивости.

В пределах ГП звёзды живут дольше всего, поэтому ГП — наиболее населённая область д. Г.—Р. Критич. момент для звезды на ГП наступает, когда масса ядра, в к-ром водород превратился в гелий, достигает 10—12% массы звезды и термоядерная реакция превращения водорода в гелий в центре звезды затухает. С этого момента структура звезды начинает изменяться. Вначале вся звезда сжимается, а затем лишённое на данном этапе источников энергии ядро сжимается и нагревается, а внеш. части звезды расширяются и охлаждаются. Звезда уходит с ГП в область красных гигантов и сверхгигантов (рис. 5).

С этим изменением структуры может быть связана переменность ряда звёзд, находящихся близ верхней границы ГП. Большинство из них отличается от соседних (по д. Г.—Р.) постоянных звёзд также и более медленным вращением. Можно предполагать, что изменение радиуса звезды близ верхней границы ГП может привести к изменению характера вращения и вызвать пульсацию. Вероятно, на стадии ухода с ГП находясь звёзды типа β Большого Пса (спектр. класс В), к-рые изменяют блеск с периодом в неск. ч (рис. 6). Попадая в пределы полосы неустойчивости после ухода с ГП, звёзды разных масс начинают пульсировать с разными периодами и амплитудами.

Детально рассчитанные эволюц. треки звёзд с массой 3—12 $M_{\odot}$ после прихода в область красных гигантов и сверхгигантов (где ядро звезды нагревается уже до такой темп-ры, что включается реакция превращения гелия в углерод) описывают широкие петли, неоднократно пересекающие полосу неустойчивости (рис. 5). Каждый раз во время этого пересечения звезда становится цефеидой. При этом, чем больше масса звезды (от 3 до 10—12 $M_{\odot}$), тем с большим периодом она пульсирует (от 1 до 50—100 сут). Возможность возникновения пульсаций у массивных звёзд на определенном этапе эволюции показана теоретически: рассчитаны модели звёзд, к-рые при определённых поверхностной темп-ре и светимости становятся неустойчивыми и начинают пульсиро-

вать. Эти светимости и темп-ры хорошо совпадают с наблюдаемым положением полосы неустойчивости.

У звёзд с массой $M < 2M_{\odot}$ этап эволюции, связанный с термоядерным превращением гелия в углерод, начинается после значит. увеличения светимости и продвижения таких звёзд к концу ветви красных гигантов на д. Г.—Р. (рис. 5 и 7). Это вызвано более медленным сжатием и нагревом их вырожденного ядра. Долгопериодич. переменные (звёзды ти-

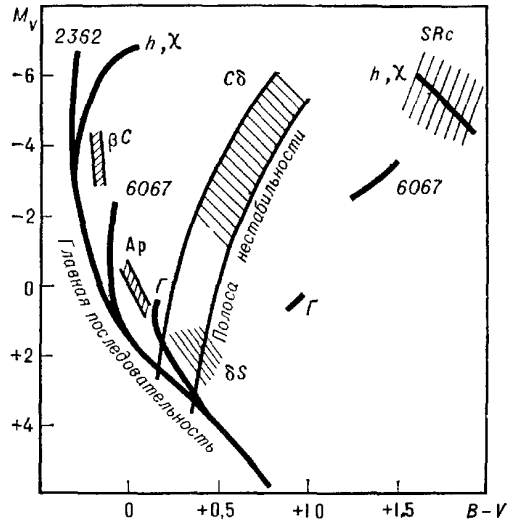


Рис. 6. Положение на диаграмме Герцшпрунга — Расселла переменных звёзд, массы которых превышают 2 $M_{\odot}$, βC — звёзды типа β Большого Пса, Δp — магнитные переменные, δS — звёзды типа δ Щита, $C\delta$ — цефеиды плоской составляющей, SRc — переменные красные сверхгиганты. Жирными линиями нанесены также последовательности для скоплений с возрастом, меньшим $5 \cdot 10^8$ лет, в которых встречаются звёзды этих типов: скопления h и χ Персея, NGC 6067, NGC 2362 и Гиады (G).

па Миры Кита, изменяющие блеск с амплитудой в 3—7^m и периодом в сотни сут) и красные неправильные и полуправильные гиганты находятся именно у концов ветви гигантов шаровых и старых рассеянных скоплений. Отсутствие в таких скоплениях более красных звёзд показывает, что здесь начинается перестройка структуры звезды, в результате к-рой она уходит с ветви гигантов. Эта перестройка, вероятно, и вызывает переменность красных гигантов и звёзд типа Миры Кита. Прямые определения масс таких звёзд говорят о том, что они близки к 1 $M_{\odot}$.

После ухода с ветви гигантов звёзды малых масс попадают на горизонтальную ветвь, типичную для д. Г.—Р. шаровых скоплений, к-рые все имеют большой возраст — ок. 10^{10} лет (рис. 7). Участок этой ветви, пересекающий полосу неустойчивости, населён исключительно звёздами типа RR Лиры, пульсирующими с периодом в доли сут. В шаровых скоплениях встречаются иногда и цефеиды, а также звёзды типа RV Тельца. Откуда именно они попадают в полосу неустойчивости, неизвестно. Цефеиды шаровых скоплений во многих отношениях отличаются от цефеид, встречающихся в рассеянных

мощь цикл—амплитуда: первые вспыхивают на 2—4 звёздные величины через интервал в десятки сут, вторые же на 5—6 величин через десятки лет. Есть все основания ожидать, что и типичные новые звёзды с амплитудами $8-12^m$ продолжают эту зависимость и вспыхивают через сотни или тысячи лет. Двойственность многих звёзд этих типов доказана спектр. и фотометрич. наблюдениями. Эволюция тесных двойных звёзд из-за взаимодействия компонентов может существенно отличаться от эволюции одиночных звёзд. Возможной причиной всплеск может быть перетекание на поверхность горячей, лишённой водорода звезды (типа белого карлика) богатого водородом вещества др. звезды, что может привести к бурным термоядерным реакциям. Обнаружение двойственности и затмений у новых звёзд позволило оценить их массу: она составляет лишь доли $M_{\odot}$. Среди повторных новых находится система WZ Стрелы с периодом 82 мин — одним из самых коротких среди систем двойных звёзд.

П. з. позволяют изучать не только осн. характеристики звёзд, их строение и эволюцию. Не менее важны они для исследования строения и эволюции звёздных систем. Многие П. з., прежде всего цефеиды, новые звёзды и звёзды типа RR Лиры, служат лучшими объектами для определения расстояний до далёких звёздных систем (см. *Период — светимость зависимость*, *Расстояния до космических объектов*).

Знание расстояний до П. з. позволяет использовать эти данные для изучения строения образуемых ими звёздных галактич. подсистем. Именно исследование пространств. распределения П. з. нашей Галактики позволило прийти к выводу о существовании плоской, промежуточной и сферической составляющих Галактики, образованных подсистемами звёзд разных физ. типов.

Для каждой подсистемы характерны своя д. Г.—Р. и свои типы П. з. Шаровые скопления и звёзды типа RR Лиры, напр., типичны для сферич. составляющей, а рассеянные скопления и цефеиды связаны с плоской составляющей. Изучение П. з. в данной звёздной системе позволяет сразу же сказать, какой тип звёздного населения характерен для неё, и оценить её возраст.

Наряду с детальным исследованием отдельных П. з. большое значение име-

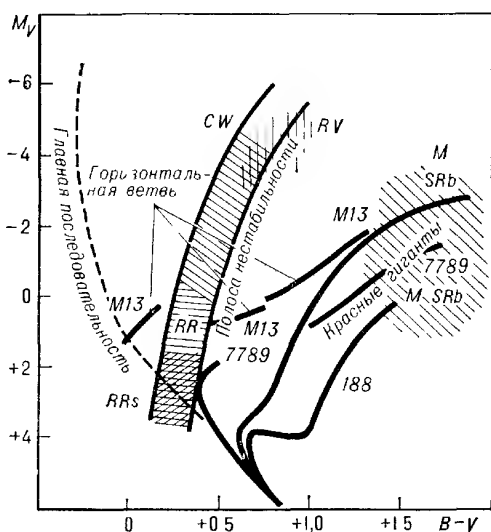


Рис. 7. Положение на диаграмме Герцшпрунга — Расселла переменных звёзд, массы которых меньше $2M_{\odot}$; CW — цефеиды сферической составляющей (типа W Девы), RRs — звёзды типа RR Лиры с периодом $P < 0,21$ суток, M — звёзды типа Миры Кита, SRb — красные переменные гиганты, RV — переменные сверхгиганты (типа RV Тельца). Жирными линиями указаны последовательности для скоплений, в которых встречаются эти звёзды (шаровое скопление M 13 и старые рассеянные скопления NGC 7789 и NGC 188).

скоплениях и в плоскости Галактики, массы их, так же как и звёзд типа RR Лиры, близки, по-видимому, к $1M_{\odot}$.

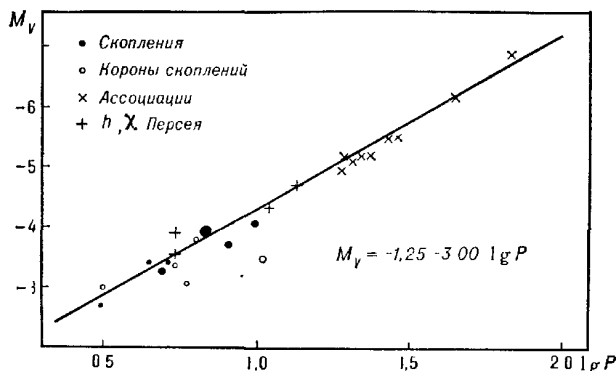
Относительно новых звёзд, повторных новых, звёзд типа УБлизнецов, новоподобных и симбиотических переменных всё шире распространяется убеждение, что они явл. двойными звёздами, находящимися на поздней стадии эволюции. Звёзды типа УБлизнецов и повторные новые объединяет зависи-

ет обнаружение новых П. з. и выявление интересных аномальных звёзд, и здесь весьма существенна помощь любителей астрономии. Исследования П. з. вносят большой вклад в наши знания о строении и развитии звёзд и звёздных систем.

Лит.: Каплан С. А., Физика звезд, 3 изд., М., 1977; Куликовский П. Г., Справочник любители астрономии, 4 изд., М., 1971; Цесевич В. П., Переменные звезды и их наблюдение, М., 1980; Методы исследования переменных звезд, М., 1971; Пульсирующие звезды, М., 1970; Эруптивные звезды, М., 1970; Затменные переменные звезды, М., 1971; Явления нестационарности и звездная эволюция, М., 1974; Гершберг Р. Е., Вспыхивающие звезды малых масс, М., 1978; Звезды и звездные системы, М., 1981; Кокс Д. П., Теория звездных пульсаций, пер. с англ., М., 1983.

Ю. Н. Ефремов.

ПЕРИОД — СВЕТИМОСТЬ ЗАВИСИМОСТЬ — соотношение между периодом изменения блеска и светимостью



пульсирующих переменных звёзд, в первую очередь *цефеид*. П.—с.з. даёт возможность по легко определяемому периоду находить светимость, и, сравнивая её с видимым блеском,— расстояние до звезды. Поскольку высокая светимость и переменность блеска цефеид позволяют обнаруживать их вплоть до расстояний около 3 Мпк, П.—с.з. служит базисом шкалы расстояний во Вселенной и по ней калибруются др. методы определения внегалактич. расстояний (см. *Расстояния до космических объектов*). Существование П.—с.з. у цефеид объясняется тем, что они подчиняются зависимости масса — светимость (но они ярче на $\sim 1^m$ звёзд главной последовательности той же массы) и зависимости период — плотность ($P\sqrt{\rho} = Q$, где P — период, ρ — плотность и Q — пульсат. постоянная), из к-рых следует, что цефеиды большей массы

имеют большую светимость, меньшую плотность и больший период.

Удалённость цефеид от Солнца (ближайшей из них явл. Полярная звезда на расстоянии 90 пк) не позволяет определить их тригонометрич. *параллаксы*, и уточнение их расстояний и светимостей остаётся актуальной задачей. Погрешность в 20% всё ещё возможна, даже если П.—с.з., как это и указывают данные наблюдений, практически одинакова для всех галактик. Наиболее точно П.—с.з. (особенно её нуль-пункт) определяется по двум десяткам цефеид, входящих в состав молодых звёздных группировок Галактики (рис.), так что в конечном счёте шкала расстояний во Вселенной определяется системой расстояний рассеянных скоплений, опирающейся на положение начальной главной последовательности. Эта П.—с.з. имеет вид $M_V = -1,25 - 3,00 \lg P$, где M_V — средняя за период светимость в жёлтых лучах.

Лит.: Пульсирующие звёзды, М., 1970; Звезды и звездные системы, М., 1981.

Ю. Н. Ефремов.

Зависимость период — светимость для цефеид звёздных скоплений и ассоциаций Галактики, h и χ Персея — рассеянные скопления в созвездии Персея, P — период изменения блеска, M_V — среднее значение абсолютной звёздной величины за период P (в жёлтых лучах).

ПЛАЗМА — полностью или частично ионизованный газ, в к-ром положит. и отрицат. заряды в среднем нейтрализуют друг друга. Космич. П. содержит не только электроны и положительно-заряженные атомные ядра или атомные остатки, но иногда и отрицат. ионы (атомы с «прилипшими» электронами). В космич. условиях степень ионизации П., т.е. отношение концентрации ионизов. атомов к их полной концентрации, меняется от значения $\sim 10^{-3}$ (атмосферы холодных звёзд или холодные облака *межзвёздного газа*) до практически полной ионизации в *солнечной короне*, горячих туманностях или недрах звёзд.

Отличие П. от обычных газов заключается в том, что если в газе атомы и молекулы взаимодействуют между собой лишь при сильно сближении — практически в моменты парных или ещё более редких *тройных столкновений*

(сила их взаимодействия меняется как $1/r^6$, где r — расстояние между атомами), то в П. из-за более медленного убывания с расстоянием кулоновских сил (как $1/r^2$) взаимодействие между частицами постоянно влияет на их движение. Поэтому для П. характерны к о л л е к т и в н ы е п р о ц е с с ы. Однако справедливо это не для всех условий. Если П. настолько разрежена, что кулоновское взаимодействие между частицами оказывается значительно меньшим, чем влияние на них внешних электрич. и магн. полей (в космич. условиях обычно существенны последние), то П. можно рассматривать как совокупность отдельных частиц с движением, определённым внеш. полями. В такой П. обычно не проявляются специфически плазменные коллективные процессы. С др. стороны, если П. настолько плотна, что частота парных столкновений достаточно велика, или если процессы протекают с характерным временем, значительно превышающим время свободного пробега электрона или иона, то и здесь нет специфически плазменных процессов. В этих случаях П. можно считать сплошной средой и применять для её исследования магнитогидродинамические (или газодинамические) уравнения или соотношения (см. *Магнитогидродинамика*).

П., как правило, явл. квазинейтральной, т. е. пространств. заряды входящих в состав П. отрицательно заряженных электронов и положительно заряженных ионов взаимно компенсируются и полное электрич. поле в П. равно нулю (если заряд ионов $Z=1$, то концентрации ионов n_i и электронов n_e практически равны; если $Z \neq 1$, то $n_e = Zn_i$).

Вокруг каждого заряда преимущественно располагаются заряды противоположного знака, нейтрализуя влияние центрального заряда за пределами нек-рой сферы радиуса D , называемого дебаевским радиусом экранирования. Следовательно, квазинейтральность нарушается только в пределах объёмов, размер к-рых меньше D .

Коллективность плазменных процессов проявляется при выполнении условия $n_e D^3 \gg 1$, т. е. когда в дебаевской сфере достаточно много электронов, поскольку только электроны, взаимодействуя, образуют общее поле, управляющее их движением. Условию $n_e D^3 \gg 1$ можно придать и др. смысл. Внутр.

энергия плазмы состоит из энергии кулоновского взаимодействия и кинетич. энергии электронов и ионов. Ср. расстояние между частицами $r = 1/n_e^{1/3}$, энергия кулоновского взаимодействия ближайших соседей $\sim e^2 n_e^{1/3}$. При условии $n_e D^3 \gg 1$ эта энергия существенно меньше энергии теплового движения, приходящейся на отдельную частицу $3/2 k T$. Плазму в этих условиях можно считать и д е а л ь н о й, её отличие от идеального газа связано только с той важной ролью, какую могут играть в ней коллективные взаимодействия. Если условие $n_e D^3 \gg 1$ не выполнено, что соответствует переходу к большим концентрациям частиц и меньшей темп-ре, то П. наз. н е и д е а л ь н о й. П. большинства космич. объектов — идеальная (П. в ионосфере, в магнитосфере, в солнечном ветре и др.), неидеальным явл. только электронный газ в очень плотном веществе звёзд — *белых карликов*.

Роль парных электронно-ионных столкновений в идеальной П. определяется частотой этих столкновений

$$\nu_{эф} = 5,5 n_i \Lambda T_e^{-3/2}, \quad (1)$$

где Λ — кулоновский логарифм, равный в космич. условиях $\approx 30-70$. Ф-ла (1) показывает, что частота $\nu_{эф}$ убывает при уменьшении концентрации ионов n_i , а также при увеличении темп-ры T_e (т. к. при этом электроны движутся быстрее и поле ионов отклоняет их слабее). При выполнении условия $n_e D^3 \gg 1$ частота $\nu_{эф}$ существенно меньше л е н г м ю р о в с к о й ч а с т о т ы, т. е. частоты электростатич. колебаний электронов относительно ионов. П., в к-рой частоты, характерные для коллективных процессов, существенно превышают частоту парных столкновений $\nu_{эф}$, а характерные размеры, на к-рых коллективные процессы развиваются, существенно меньше длины свободного пробега, наз. б е с с т о л к н о в и т е л ь н о й. В такой П. распределение частиц по скоростям может существенно отличаться от равновесного — максвелловского (пучки быстрых частиц, анизотропия темп-р), что явл. причиной большого числа микронеустойчивостей. Как бесстолкновительная космич. П. ведёт себя, напр., на фронтах *ударных волн*.

При очень больших плотностях в П. могут стать существенными и квантовые эффекты, прежде всего в условиях, когда длина волны де Бройля $\lambda_B \sim \hbar \sqrt{k T_e m_e}$ электрона со ср. тепловой скоростью $v_{Te} \sim \sqrt{k T_e / m_e}$ близка к расстоянию между электронами $\sim 1/n_e^{1/3}$. При этом электронный газ П. становится вырожденным (см. *Вырожденный газ*). Это имеет место, напр., в белых карликах.

П. очень высокой температуры, когда энергия теплового движения электронов близка к $m_e c^2$, наз. релятивистской. В ней наряду с электростатич. кулоновским взаимодействием существенную роль играет магн. взаимодействие (пример — релятивистская П. в магнитосферах пульсаров).

Поведение П. сильно усложняется при наличии внеш. магн. поля H_0 . Магн. поле заставляет электроны двигаться по круговой или спиралевидной траектории вокруг силовых линий поля. Характерная частота обращения электрона в магн. поле (ларморовская, или *циклотронная частота*)

$$\omega_{He} = \frac{e H_0}{m_e c} = 1,8 \cdot 10^7 \cdot H_0 (\text{Гц}), \quad (2)$$

где H_0 дано в эрстедах. Если $\omega_{He} \gg \omega_{\phi}$, П. наз. *замагниченной*. При этом св-ва П. оказываются анизотропными, поскольку направление H_0 выделено. Такими св-вами обладает межзвёздный газ или атмосфера Солнца над солнечными пятнами.

По магн. св-вам П. *диамагнитная*, т. к. в результате движения частицы П. во внешнем магн. поле по круговой (спиральной) траектории возникает орбитальный магн. момент, противоположный по направлению внеш. полю.

П. наз. *холодной*, если скоростями теплового движения электронов v_{Te} можно пренебречь по сравнению с др. характерными скоростями (напр., со скоростью распространения волн), в противоположном случае П. наз. *горячей*. Одна и та же П. может быть одновременно и горячей, и холодной для различных плазменных процессов. Если газовое давление электронов в П. $p_e = n_e k T$ много меньше плотности энергии $H^2/8\pi$ магн. поля, определяющей давление поля, то её наз. П. *низкого давления*, в противном случае — П. *высокого давления*. Св-вами

П. низкого давления обладают, напр., межзвёздный газ и хромосфера над солнечными пятнами, П. высокого давления — фотосфера или внутр. области звёзд.

Коллективность плазменных процессов позволяет легко возбуждать в П. колебания и волны различных типов. Колебания характеризуют частотой ω , а волны, кроме частоты, длиной волны λ , волновым вектором k , а также рядом др. параметров. Между частотой ω и волновым вектором k (или волновым числом $k = |k| = 2\pi/\lambda$) существует связь, называемая *дисперсионным соотношением*. Т. к. фазовая скорость волны, т. е. скорость строго монохроматич. волны, $v_{\phi} = \omega/k$, дисперсионное соотношение даёт также зависимость v_{ϕ} от ω или λ . В обычном, неионизованном, газе могут распространяться волны различных типов, их дисперсионные соотношения очень просты. Напр., для звуковых волн малой амплитуды $\omega = c_s k$, где c_s — скорость звука. Здесь $v_{\phi} = c_s$, т. е. скорость не зависит от частоты или длины волны. В П. значительно больше различных типов волн, и их дисперсионные соотношения много сложнее. На рис. схематически, без соблюдения масштаба, нанесены дисперсионные соотношения бесстолкновительной П. низкого давления. Ниже даётся перечень осн. видов плазменных волн и описываются их св-ва.

Электромагнитные волны. В П. без магн. поля ($H_0 = 0$) эл.-магн. волны явл. поперечными. Дисперсионное соотношение для эл.-магн. волн в П.:

$$\omega^2 = \omega_{0e}^2 + c^2 k^2 \text{ и } v_{\phi} = \frac{\omega}{k} = c \sqrt{1 + \frac{\omega_{0e}^2}{(ck)^2}}, \quad (3)$$

где ленгмюровская частота

$$\omega_{0e} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m_e}}. \quad (4)$$

Из (4) следует, что фазовая скорость радиоволн в П. $v_{\phi} > c$ и что эл.-магн. волны с частотой, меньшей ленгмюровской ($\omega < \omega_{0e}$), в П. распространяться не могут. С др. стороны, эл.-магн. волны с большей частотой, распространяясь в сторону увеличения электронной концентрации, испытывают полное

внутр. отражение. Эти особенности важны при исследовании распространения радиоволн в солнечной короне, межзвёздном газе и ионосфере. Напр., П. земной ионосферы отражает радиоволны, если их частота меньше или сравнима с ω_{0e} . В результате непрозрачность ионосферы для этих волн ограничивает с длинноволновой стороны «радиоастрономическое окно» прозрачности земной атмосферы и, с др. стороны, обеспечивает распространение радиоволн вдоль земной поверхности.

В солнечной короне очень длинные радиоволны доходят до нас только из тех её слоёв, к-рые расположены выше слоя полного внутр. отражения, не пропускающего излучение этого типа из более глубоких слоёв короны наружу. Поэтому интенсивность длинноволнового излучения Солнца мала.

Распространение радиоволн в П., находящейся во внешнем магн. поле ($\omega_{He} \neq 0$), обладает рядом особенностей.

Наиболее прост и чаще всего встречается случай «квазипродольного распространения», когда $\omega_{He} \ll \omega_{0e}$ и угол θ между волновым вектором волны k и направлением внешнего магн. поля H_0 не слишком близок к $\pi/2$, т. е. волна распространяется не точно поперёк поля. Если в П. без магн. поля эл.-магн. волна остаётся всё время линейно поляризованной, т. е. направление её электрич. вектора не меняется при распространении, то в П. с магн. полем эл.-магн. волны оказываются поляризованными по кругу (в случае квазипродольного распространения) или эллиптически поляризованными в более общем случае. Круговая поляризация в случае квазипродольного распространения объясняется возникновением в П. двух волн — обыкновенной и необыкновенной. Электрич. вектор обыкновенной волны вращается по кругу в ту же сторону, что и электроны, а электрич. вектор необыкновенной волны — в противоположную сторону. Обыкновенная и необыкновенная волны распространяются в П. с разной скоростью и с разными показателями поглощения, последний у необыкновенной волны, как правило, больше. Это, в частности, приводит к тому, что у ряда космич. источников наблюдается только излучение, поляризованное по кругу (чаще всего обыкновенная волна). Исследование поляризации эл.-

магн. волн, распространяющихся в космич. П., служит одним из важнейших источников сведений о космич. магн. полях.

Электронно-плазменные (ленгмюровские) волны. При смещении электронов П. относительно ионов возникает электростатич. сила, стремящаяся вернуть их в положение равновесия. Коллективность плазменных процессов приведёт к тому, что в колебаниях сразу примет участие много электронов. Если темп-ра П. мала, то возникают только т. н. электростатич. колебания на частоте ω_{0e} . При увеличении темп-ры и усилении теплового движения электронов появляются ленгмюровские волны (рис.). Эти волны, подобно звуковым, продольные. Ионы в их распространении не участвуют, т. к. обладают большой массой и не могут колебаться с высокой частотой, с какой колеблются электроны. Движение электронов происходит в этом случае под действием двух факторов: перепада их давления и электрич. поля. В отличие от эл.-магн. волн, здесь вектор электрич. поля направлен вдоль вектора k (продольные электрич. волны). Магн. поле при $\omega_{0e} \gg \omega_{He}$ не влияет существенно на св-ва ленгмюровских волн.

Фазовая скорость плазменных волн:

$$v_{\Phi} = \frac{\omega}{k} = v_{Te} \left(1 - \frac{\omega_{0e}^2}{\omega^2} \right)^{-1/2}, \quad (5)$$

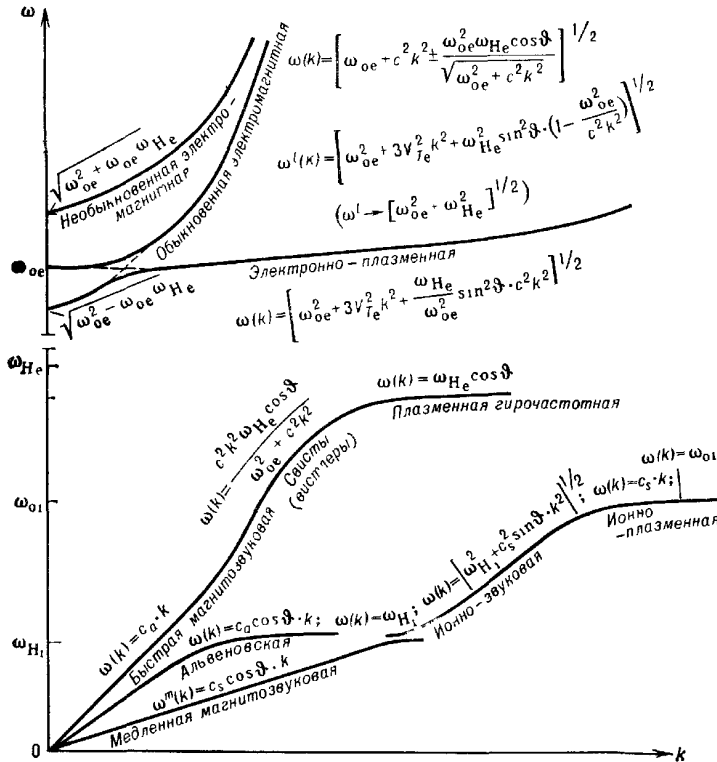
где v_{Te} — тепловая скорость электронов. Если частота ω близка к ω_{0e} , то v_{Φ} может быть даже больше скорости света. Если ω не слишком близка к ω_{0e} , то фазовая скорость плазменной волны может быть порядка v_{Te} , т. е. много меньше скорости света. При этом длина волны близка к величине дебаевского радиуса. Однако такие волны очень быстро затухают, т. к. в П. есть много электронов (со скоростями, близкими к v_{Te}), попадающих в резонанс с подобными волнами и забирающих у них энергию (Ландау затухание). Поэтому могут существовать только волны с $\omega - \omega_{0e} \ll \omega_{0e}$. В магн. поле бесстолкновительное затухание волн связано не только с затуханием Ландау, но и с циклотронным затуханием. Физический механизм, лежащий в основе циклотронного затухания (резо-

нанс), аналогичен механизму затухания Ландау.

В П. всегда есть ленгмюровские волны (плазменные флуктуации), обусловленные тепловым движением частиц. Такие флуктуации имеют плотность энергии порядка kT_e/D^3 , и длина волны их не слишком сильно отличается от дебаевского радиуса. Если в силу

характеристикам эти продольные волны похожи на ленгмюровские, но здесь колеблются не электроны, а ионы. Кроме них возможны др. продольные волны с ещё меньшими частотами, они наз. ионно-звуковыми и распространяются со скоростью звука. Если электронная и ионная темп-ры почти одинаковы (изотермич. П.), то ионные (плазменные и звуковые) волны быстро затухают, их энергия нагревает ионы. В космич. условиях ионно-плазменные волны могут возникать внутри фронтов ударных волн, где ионная темп-ра сильно отличается от электронной.

Низкочастотные волны в П. с магнитным полем. В отсутствие магн. поля есть только



Дисперсионные кривые различных типов волн в плазме. ω_{oe} , ω_{He} , ω_{oi} , ω_{Hi} — характерные плазменные частоты (ларморовская и ленгмюровская частоты электронов и ионов); c_s и c_a — скорости распространения волн (звуковой и альвеновской); θ — угол между направлением волнового вектора (луча) и направлением внешнего магнитного поля. Наклон кривых даёт групповую скорость волн. Наклон радиуса-вектора, проведённого из начала координат в данную точку кривой (ω/k), даёт фазовую скорость волны при данных k и ω .

тех или иных причин в П. возбуждены ленгмюровские волны с длиной волны, много большей D , и плотностью энергии, много большей kT_e/D^3 , то П. становится турбулентной. Плазменная турбулентность должна поддерживаться к.-л. источником.

Ионно-звуковые и ионно-плазменные волны. В условиях, когда темп-ра электронов по крайней мере в 5—10 раз больше темп-ры ионов, электроны распределяются в пространстве более однородно. На фоне этого равномерно распределённого отрицат. заряда могут распространяться ионно-плазменные волны с частотой, близкой к $\omega_{oi} = \omega_{oe} \sqrt{m_e/m_i}$, где m_i — масса иона. По своим харак-

теристикам эти продольные волны похожи на ленгмюровские, но здесь колеблются не электроны, а ионы. Кроме них возможны др. продольные волны с ещё меньшими частотами, они наз. ионно-звуковыми и распространяются со скоростью звука. Если электронная и ионная темп-ры почти одинаковы (изотермич. П.), то ионные (плазменные и звуковые) волны быстро затухают, их энергия нагревает ионы. В космич. условиях ионно-плазменные волны могут возникать внутри фронтов ударных волн, где ионная темп-ра сильно отличается от электронной. Низкочастотные волны в П. с магнитным полем. В отсутствие магн. поля есть только

частоте одна из этих волн, соответствующая необыкновенной волне, переходит в т. н. свисты или вистеры. Свисты обладают св-вом распространяться в П. вдоль магн. силовых линий. Такие волны наблюдаются в земной ионосфере и магнитосфере. Поскольку их частота сравнительно мала, они могут трансформироваться в звук той же частоты. По характеру этого звука их и наз. свистами.

Обыкновенная (быстрая) магнитозвук-овая волна, так же как и все другие — медленная и альвеновская, обрывается на частоте ω_{H_i} , на к-рой она сильно поглощается. Если низкочастотные волны распространяются поперёк поля ($\vartheta = \pi/2$), то здесь характерными частотами явл. не ω_{H_i} , ω_{H_e} , ω_{0e} , а т. н.

гибридные частоты $\sqrt{\omega_{0e}^2 + \omega_{H_e}^2}$ и $\sqrt{\omega_{H_e} \omega_{0e}}$.

В физике П. подробно изучают и др. виды волн: дрейфовые, циклотронные и т. п. В космич. условиях такие волны встречаются, по-видимому, редко, т. к. требуют для своей генерации особых условий.

Конверсия плазменных волн. Рассмотренные выше волны в П. могут переходить одна в другую. Этот процесс наз. конверсией. Для астрофизики особенно важен переход плазменных волн в электромагнитные. Напр., плазменная волна, рассеиваясь на флуктуации электронной плотности (к-рая может быть создана движением иона или обусловлена др. плазменной волной), превращается в эл.-магн. волну с той же частотой (рэлеевское рассеяние) или удвоенной частотой (комбинац. рассеяние на плазменных волнах), или, наконец, с много большей частотой, если рассеяние происходит на релятивистском электро-не. Во многих случаях возможна и индуциров. конверсия, когда превращению волны при рассеянии «помогает» уже имеющееся поле излучения той же частоты — явление, аналогичное *лазерному эффекту*.

Все рассмотренные специфически плазменные процессы имеют место лишь в условиях, когда соответствующие частоты ω больше частоты столкновений $\nu_{эф}$. Если частота периодич. процесса или явления много меньше $\nu_{эф}$, то его следует рассматривать в рамках магнито-гидродинамики и газодинамики.

Напр., в межпланетном пространстве длина свободного пробега протона, движущегося со скоростью *солнечного ветра*, лишь немногим меньше расстояния от Солнца до Земли. Поэтому явление с меньшим масштабом (флуктуации солнечного ветра, обтекание солнечным ветром магнитосферы, распространение ударных волн от вспышек на Солнце) следует рассматривать в рамках физики П. С др. стороны, в солнечной и звёздных фотосферах частота столкновений очень велика и явления в них изучаются в рамках магнито-гидродинамики.

П. часто обладает резко выраженной неустойчивостью. Круг явлений, связанных с неустойчивостью П., рассмотрен в ст. *Неустойчивости плазмы*.

Лит.: Франк-Каменецкий Д. А., Плазма — четвертое состояние вещества, 4 изд., М., 1975; Кадомцев Б. Б., Коллективные явления в плазме, М., 1976; Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979; Веденов А. А., Велихов Е. П., Сагдеев Р. З., Устойчивость плазмы, «УФН», 1961, т. 73, в. 4, с. 701; Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Цытович В. Н., Физика плазмы солнечной атмосферы, М., 1977; Пикельнер С. Б., Основы космической электродинамики, 2 изд., М., 1966; Каплан С. А., Цытович В. Н., Плазменная астрофизика, М., 1972; Альвен Х., Космическая плазма, пер. с англ., М., 1983. С. А. Каплан.

ПЛАЗМЕННАЯ ТУРБУЛЕНТНОСТЬ

Содержание:

1. Введение	486
2. Квазилинейная теория	488
3. Индуцированное рассеяние волн	490
4. Взаимодействие волна — волна	491
5. Сильная ленгмюровская турбулентность	492

1. Введение

П. т. — состояние плазмы (П), в к-ром возбуждены интенсивные колебания, имеющие нерегулярный, шумовой характер. По мере развития физики космич. П. всё более ясным становится тот факт, что учёт специфич. св-в П. т., т. е. турбулентности разреженной среды с редкими столкновениями и доминирующим коллективным взаимодействием, важен для правильного решения многих астрофизич. проблем. В качестве примера можно привести физику магнитосфер планет и такие её ключевые задачи, как захват и динамика заряженных частиц в радиац. поясах, механизмы аномально быстрой диссипации энергии *солнечного ветра* на фронте ударной волны магнитосферы, пробле-

мы пересоединения силовых линий магн. поля и др. Без привлечения представлений П. т., по-видимому, невозможно объяснить, например, радиоизлучение Солнца, планет, высокочастотное излучение *пульсаров*.

Во всех перечисленных случаях возникновение турбулентности связано с неустойчивостью (Н) исходного состояния космич. П. Вследствие Н амплитуды колебаний П нарастают до нелинейного уровня, при к-ром становятся существенными сложные процессы взаимодействия и взаимной трансформации колебаний. Здесь имеется определённая аналогия с гидродинамич. *турбулентностью*. Как известно, при больших скоростях потока, т. е. при больших числах Рейнольдса, течение становится неустойчивым и разбивается на отдельные крупномасштабные вихри. Взаимодействие между вихрями приводит к непрерывному дроблению их масштабов (т. е. возникновению всё более мелких вихрей), происходящему вплоть до подключения малых масштабов, для к-рых существенно затухание, обусловленное вязкостью. Дробление масштабов вихрей соответствует перекачке энергии турбулентных движений из длинноволновой в коротковолновую область спектра. Др. пример такой перекачки энергии в гидродинамич. турбулентности — это укрупнение (увеличение крутизны) и опрокидывание волнового фронта звуковых волн в жидкости и газе.

Между плазменной и гидродинамич. турбулентностями имеются два существенных различия. Первое связано со специфич. св-вами П, в к-рой для большинства видов волн существует дисперсия фазовой скорости, т. е. зависимость фазовой скорости от длины волны (см. *Дисперсия волн*). Расплывание волновых пакетов, обусловленное дисперсией, способно ограничивать эффект укрупнения (подробнее см. в ст. *Бесстолкновительные ударные волны*). Вследствие этого непрерывно дробящиеся вихри в П. т. не образуются, а произвольные движения П всегда можно представить как суперпозицию взаимодействующих между собой установившихся волн.

Второе различие связано с тем, что в П важную, а иногда и определяющую роль играет резонансное взаимодействие колебаний и волн с частицами, обусловленное индуцированными (т. е. происходящими «с помощью» уже имею-

щихся в данной спектр. области колебаний и волн) излучением, поглощением и рассеянием волн частицами (см. ниже). В равновесной П такое взаимодействие приводит к бесстолкновительной диссипации волн (см. *Ландау затухание*). В неравновесной П могут преобладать процессы индуциров. излучения волн, приводящие к развитию многочисл. Н. Обратное воздействие возникших при Н колебаний и волн на функцию распределения неустойчивого состояния, стремясь устранить или, по крайней мере, ограничить фактор, вызывающий Н, приводит к бесстолкновительной релаксации неустойчивого распределения (аномально быстрое торможение электронного пучка в П, аномально большое сопротивление протеканию электрич. тока, аномальные теплопроводность, вязкость и др.).

В П спектр возможных колебаний и волн (ленгмюровские, ионно-звуковые, альвеновские и др., см. *Плазма*) несравненно богаче, чем в жидкости. Соответственно можно говорить о различных типах П. т. (ленгмюровской, ионно-звуковой и др.). Возможна также смешанная турбулентность, в к-рой присутствует неск. типов взаимодействующих волн. По этой причине П. т. значительно сложнее гидродинамич. турбулентности.

Обычный путь в изучении турбулентных процессов в П состоит прежде всего в исследовании различных Н (рассмотрены в ст. *Неустойчивости плазмы*), приводящих к возбуждению интенсивных колебаний П, затем исследуются возможные механизмы нелинейного ограничения Н и одновременного развития из них турбулентных процессов в П.

Такой путь чрезвычайно сложен и до настоящего времени полностью реализован только для т. н. слабой турбулентности П, теорию к-рой можно считать завершённой. Хотя ур-ния, описывающие колебания и волны в П, существенно нелинейны, при малых амплитудах (малых отклонениях от равновесия) в этих ур-ниях можно пренебречь членами, содержащими второй и более высокие порядки амплитуды (чем выше порядок, тем меньше величина эффекта, описываемого данным членом). Для получающихся в таком приближении волн и колебаний П справедлив принцип суперпозиции, т. е. отсутствует взаимодействие между волнами. Соответствующая

теория волн и колебаний в П получила название линейной теории. В теории слабой турбулентности амплитуды волн также считаются малыми — энергия волновых движений существенно меньше тепловой энергии частиц. Поэтому здесь используются те же волны и колебания, что и в линейной теории, а произвольные волновые движения П представляются в виде разложения по таким волнам. Однако в ур-ниях для колебаний и волн в П в этом случае сохраняются малые нелинейные члены, описывающие взаимодействие волн, а также взаимодействие между волнами и частицами. За счёт такого взаимодействия амплитуды разложений, т. е. амплитуды отдельных волн, медленно (по сравнению с периодом колебаний) изменяются со временем.

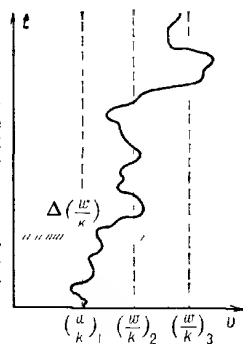
2. Квазилинейная теория

В теории слабой турбулентности взаимодействие волн и частиц обычно описывается в рамках квазилинейного приближения. В таком приближении колебания и волны в П рассматриваются как линейные (пренебрегается взаимодействием между волнами), а единственным учитываемым нелинейным эффектом явл. изменение функции распределения резонансных частиц (т. е. частиц, скорости которых удовлетворяют условию соответствующего резонанса) в результате индуциров. излучения и поглощения волн этими частицами.

Простейший резонанс между волнами и частицами — черенковский, когда проекции скорости частиц на направление распространения волны v_x близки к v_ϕ — фазовой скорости волны: $v_x \approx v_\phi = \omega_k/k$. В случае такого резонанса осн. нелинейный механизм при взаимодействии частиц с отдельной (монокроматической) волной — захват резонансных частиц в потенциальную яму, созданную волной, и их колебания в этой яме. Соответственно ширина черенковского резонанса порядка скорости колебаний захваченных частиц: $|v_x - \omega_k/k| \lesssim \sqrt{q\Phi_0/m}$, где Φ_0 — амплитуда электр. потенциала в волне, q и m — заряд и масса частицы. При наличии 2–3 волн точная задача о движении резонансных частиц становится чрезвычайно сложной. В квазилинейной

теории, однако, используется приближённый статистич. подход, основанный на предположении о том, что в неустойчивой П возбуждается много волн со случайными фазами и близкими значениями фазовой скорости, так что области резонанса для соседних волн перекрываются. При этом происходит своего рода «коллективизация» резонансных частиц между соседними волнами. В результате случайных толчков со стороны многих волн происходит диффузия частиц по скорости (т. е. расплывание области, занятой частицами в пространстве скоростей). Траектории частиц

Рис. 1. Траектория частицы в пространстве скоростей при наличии резонанса с тремя волнами. $\Delta(\omega/k) \approx \sqrt{e\Phi_0/m}$ — ширина отдельного резонанса волна — частица. Резонансы для соседних волн перекрываются. t — время, v — скорость.



в пространстве скоростей представляют собой броуновское блуждание, наложенное на свободное движение частиц (рис. 1). С течением времени траектории достаточно плотно заполняют весь интервал скоростей частиц, резонансных с присутствующими в П волнами $(\omega/k)_{\min} < v < (\omega/k)_{\max}$. В результате диффузии функция распределения будет выравниваться, т. е. на ней появится «плато» во всём указанном интервале скоростей. Такой процесс в физике П обычно наз. квазилинейной релаксацией неустойчивой функции распределения.

В качестве примера рассмотрим квазилинейную релаксацию электронного пучка в П. В этом случае верхняя граница «плато» близка к начальной скорости пучка u_0 , в то время как нижняя граница сравнима с тепловой скоростью электронов П v_{Te} (рис. 2). Достаточно быстрый ($u_0 \gg v_{Te}$) электронный пучок в результате квазилинейной релаксации теряет (за время ≈ 5 –10 обратных инкрементов пучковой Н) на возбужденные колебаний $2/3$ своей первоначальной энергии.

Несколько сложнее процессы квазилинейной релаксации при циклотронной

Н. Эта Н возникает в П, помещённой в магн. поле, когда ф-ция распределения по скоростям анизотропна, т. е. ср. энергия вдоль магн. поля отлична от ср. энергии поперёк поля. Н такого распределения обусловлена циклотронными индуцированными излучением эл.-магн. волн резонансными частицами. Возбуждаются свистящие атмосферники (свисты), если резонансные частицы — электроны, и альвеновские волны в случае резонанса с протонами. Условие циклотронного резонанса: $\omega - k_{||}v_{||} = \omega_H$. Поскольку частота излучаемой волны ω меньше циклотронной частоты ω_H , то скорости резонансных частиц вдоль магн. поля $v_{||}$ отрицательны, т. е. резонансные частицы движутся в сторону, обратную направлению распространения волны ($k_{||}$ — компонент волнового вектора, параллельный магн. полю).

Так же как и в случае черенковского резонанса, циклотронное излучение волн сопровождается диффузией резонансных частиц в пространстве скоростей. Однако, в отличие от черенковского резонанса, эта диффузия явл. двумерной — электрич. поле эл.-магн. волны E вызывает поперечную диффузию (т. е. изменяется перпендикулярный магн. полю компонент скорости $v_{\perp}$), а за счёт силы Лоренца $e[v_{\perp}H]/c$, связанной с магн. полем волны, происходит диффузия частиц по продольной скорости. Поскольку электрич. поле эл.-магн. волны вихревого происхождения и в системе отсчёта волны оно обращается в нуль, то в этой системе отсчёта энергия частиц должна сохраняться. Соответственно линии диффузии представляют собой окружности, центры к-рых смещены по $v_{||}$ вправо на величину фазовой скорости волны (ω/k) : $v_{\perp}^2 + (v_{||} - \omega/k)^2 = \text{const}$ (рис. 3). В результате квазилинейной диффузии эти линии в пространстве скоростей становятся линиями уровня, вдоль к-рых образуется «плато» на ф-ции распределения. Квазилинейная релаксация анизотропных распределений частиц в магн. ловушках, напр. в магнитосфере, приводит к диффузионному потоку резонансных частиц из области удержания в конус потерь (см. *Магнитосфера планет*). Для магнитосферы Земли это осн. механизм, определяющий время жизни энергичных

частиц в радиац. поясах. Изотропизация распределения резонансных частиц — осн. следствие циклотронной Н. Энергия эл.-магн. колебаний, возбуждаемых при циклотронной Н, составляет обычно небольшую долю ($\sim \omega/\omega_H$) энергии резонансных частиц.

Ещё одна важная для космич. физики Н — т. н. шланговая. Она также развивается в анизотропной П. Для её появления продольная темп-ра и давление П должны существенно превышать поперечные. За счёт шланговой Н магн. силовые линии извиваются беспорядоч-

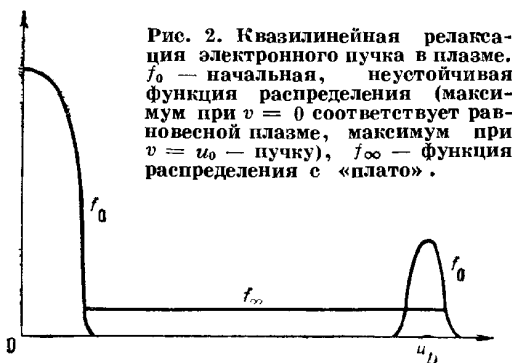


Рис. 2. Квазилинейная релаксация электронного пучка в плазме. f_0 — начальная, неустойчивая функция распределения (максимум при $v = 0$ соответствует равновесной плазме, максимум при $v = u_0$ — пучку), f_{∞} — функция распределения с «плато».

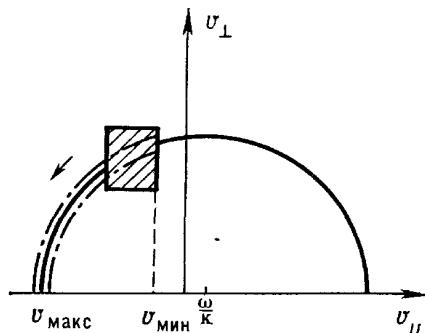


Рис. 3. Диффузия частиц в пространстве скоростей в случае циклотронного резонанса с волнами. Заштрихована область, в которой первоначально находятся резонансные частицы, стрелка показывает направление диффузии. Диффузия сопровождается изотропизацией распределения резонансных частиц по скоростям (штрихпунктир) и потерей ими части энергии, переходящей в колебания. $v_{||}$, $v_{\perp}$ — параллельная и перпендикулярная магнитному полю составляющие скорости.

ным образом, так что магн. поле турбулизуется. Обратное влияние этой турбулентности на неустойчивую П можно понять, если воспользоваться условия-

ми сохранения адиабатич. инвариантов: $mv_{\perp}^2/H = \text{const}$, $\int v_{\parallel} dl = \text{const}$ (интеграл вычисляется вдоль силовой линии магн. поля между точками отражения частиц, dl — длина элемента силовой линии). Ясно, что по мере роста турбулентного магн. поля растут поперечные скорости частиц $v_{\perp}$ (а следовательно, и поперечные давления) и уменьшаются продольные скорости и давление (поскольку при запутывании силовых линий увеличивается длина l). Давление изотропизуется, т. е. и в этом случае под действием П. т. происходит бесстолкновительная релаксация анизотропной П.

3. Индуцированное рассеяние волн

Квазилинейная теория описывает только процессы индуциров. излучения и поглощения волн резонансными частицами. Из большого числа, вообще говоря, более слабых нелинейных эффектов, возникающих в высших порядках по амплитуде колебаний, в теории П. т. особо важная роль принадлежит эффекту резонансного взаимодействия частиц с биениями разностной частоты между двумя любыми колебаниями, возбужденными в турбулентной П. Поскольку эти биения можно рассматривать, в определенном смысле, как новые волны, то условие черенковского резонанса частиц с ними записывается в виде: $(k - k_1)v = \omega_k - \omega_{k_1}$. Если волны в турбулентной П рассматривать как газ квазичастиц (элементарных волновых возбуждений — волновых квантов) с энергией $\hbar\omega_k$ и импульсом $\hbar k$, то условие резонансного взаимодействия с биениями оказывается простым следствием законов сохранения энергии и импульса при рассеянии частицей волнового кванта (k, ω_k) в волновой квант (k_1, ω_{k_1}) . Поэтому рассматриваемый нелинейный процесс часто наз. индуциров. рассеянием волн. Его важная роль связана с тем, что для волн с малой дисперсией частоты (напр., для ленгмюровских) фазовая скорость биении $(\omega_k - \omega_{k_1})/(k - k_1)$ настолько мала, что может оказаться меньше тепловой скорости частиц. В этом случае в резонанс с биениями вовлекается осн. масса тепловых частиц П, в то время как условие черенковского резонанса при индуциров. излучении и поглощении волн выполняет-

ся только для небольшой группы надтепловых частиц (пучка). Поэтому хотя резонанс на биениях нелинейный, т. е. возникает в высших порядках по амплитуде волн, из-за большого числа рассеивающих частиц он может оказаться весьма существенным в динамике спектра волн. При рассеянии на тепловых частицах П частота рассеянного кванта всегда меньше частоты исходного, поскольку часть энергии передается рассеивающей частице (нелинейное затухание Ландау). Для ленгмюровских волн, как, впрочем, и для др. волн с норм. дисперсией (ω растёт с k), такое уменьшение частоты при рассеянии означает уменьшение волнового числа. Т. о., при индуциров. рассеянии ленгмюровских волн спектр перекачка энергии происходит в сторону больших длин волн, т. е. больших фазовых скоростей (в отличие от привычной картины — гидродинамич. турбулентности, когда перекачка энергии происходит от больших масштабов к меньшим).

Одно из важных следствий эффекта индуциров. рассеяния волн — нелинейная стабилизация пучковой Н. В основе пучковой Н лежит эффект индуциров. излучения волн пучком, когда возбуждению волн с определённой частотой и длиной волны «помогают» уже имеющиеся в этой спектральной области волны. Если скорость спектра перекачки, обусловленной индуциров. рассеянием, достаточно велика, то волны, увеличивая свою фазовую скорость, покидают резонансную с пучком область спектра, прежде чем успевают эффективно с ним провзаимодействовать. В результате должна происходить стабилизация пучковой Н. Реально, однако, энергия резонансных с пучком колебаний возрастает до уровня, при котором скорости обоих процессов (скорость роста колебаний из-за Н и скорость спектра перекачки) сравниваются. Поскольку энергия резонансных колебаний при этом может оказаться существенно меньше энергии пучка, частицы пучка будут крайне медленно рассеиваться такими колебаниями, и П становится как бы прозрачной для электронного пучка. На рис. 4 приведены для плоскости параметров n_1/n_0 , $\mathcal{E}/kT$ (n_1 , n_0 — соответственно плотности пучка и П, $\mathcal{E}$ — энергия частиц пучка, T — темп-ра П) области действия различных механизмов релаксации пучка в П. Граница между областью примени-

мости квазилинейной теории и областью, где существенна нелинейная стабилизация пучковой Н из-за индуцированного рассеяния, определяется соотношением: $\mathcal{E}/kT \approx [30u_0 M/(\Delta u m_e)]^{1/2}$, где M — масса иона, Δu — разброс по скоростям в пучке. Из рис. 4 видно, что во многих случаях (релятивистские электронные пучки в магнитосферах пульсаров, электронные пучки, взаимодействующие с П солнечного ветра в районе

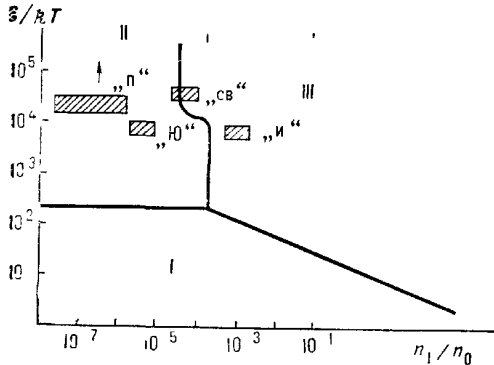


Рис. 4. Границы действия различных механизмов релаксации электронных пучков в плазме: I — квазилинейная теория, II — область индуцированного рассеяния, III — область, где существенны эффекты сильной турбулентности. Отмечены также параметры различных космических явлений, для которых существенны коллективные механизмы релаксации пучков в плазме: «и» — потоки быстрых частиц, проникающих в авроральные области в ионосферу, «св» — электронные пучки, возникающие при хромосферных вспышках в плазме солнечного ветра, «п» — электронные пучки в магнитосферах пульсаров, «Ю» — пучки, взаимодействующие с плазмой солнечного ветра в районе магнитопаузы Юпитера.

ударной волны юпитерианской магнитосферы) доминирует индуцированное рассеяние, т. е. существует эффект «нелинейного просветления» II для электронов пучка.

4. Взаимодействие волна — волна

До сих пор мы рассматривали эффекты в турбулентной П, основанные на взаимодействии волна — частица. Однако если амплитуды волн не слишком малы, в динамике турбулентности могут стать существенными эффекты нелинейного взаимодействия между волнами. Если использовать аналогию турбулентной П со смесью двух газов — газа частиц (электронов, ионов) и газа квазичастиц (элементарных волновых

возбуждений), то эти новые нелинейные эффекты можно интерпретировать как взаимодействия внутри газа квазичастиц. Простейшие взаимодействия такого типа — распады и слияния в системе трёх волн. При этом должны выполняться распадные условия для частот и волновых векторов взаимодействующих волн: $\omega_k = \omega_{k_1} + \omega_{k_2}$, $k = k_1 + k_2$, являющиеся следствием законов сохранения энергии и импульса волновых квантов [приведённые распадные условия записаны для распада кванта (k , ω_k) на

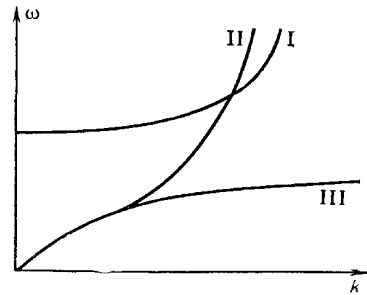


Рис. 5. Распадные (II) и нераспадные (I, III) спектры волн в плазме.

кванты (k_1, ω_{k_1}) , (k_2, ω_{k_2})]. Далеко не всякий спектр плазменных колебаний явл. распадным, т. е. не при каждой дисперсионной зависимости $\omega(k)$ могут быть выполнены распадные условия. На рис. 5 приведены примеры распадных (II) и нераспадных (I, III) спектров. Поскольку плазменные колебания имеют множество различных ветвей (ветвей дисперсионной кривой), то распадные условия могут выполняться для колебаний, принадлежащих различным ветвям, если только через три точки на этих ветвях можно провести кривую, аналогичную II. Напр., для ленгмювской волны (спектр нераспадный) распадные условия выполняются при распаде на ленгмювскую и ионно-звуковую волны. Возможны и др. варианты конверсии (взаимного превращения) различных типов волн в П, напр. рождение ленгмювских и ионно-звуковых волн при распаде эл. магн. волн. В тех случаях, когда распадные условия для трёх волн не выполняются, в элементарный акт взаимодействия включаются сразу четыре волны и соответственно этому взаимодействие между волнами в слабой турбулентности становится более медленным (при

трёхволновых взаимодействиях обратное время эволюции спектр. плотности числа волновых квантов N_k пропорционально первой степени этой плотности, в то время как при четырёхволновых взаимодействиях это время пропорционально квадрату плотности).

Эволюция спектров волн, обусловленная нелинейным взаимодействием, описывается кинетич. ур-нием для величин N_k . Это ур-ние кроме очевидного равновесного решения: распределения Рэлея — Джинса $N_k = \text{const}/\omega_k$ — имеет также стационарные решения с переносом энергии по спектру, т. е. в пространстве волновых чисел. Эти решения соответствуют такой ситуации, когда приток энергии в турбулентные движения происходит в области больших масштабов, нелинейное взаимодействие создаёт поток энергии к меньшим масштабам, для к-рых существенна диссипация. Здесь имеется полная аналогия с гидродинамич. турбулентностью. Между крупными масштабами области притока энергии и мелкими масштабами области затухания колебаний находится т. н. инерционный интервал, в к-ром спектр для многих типов турбулентности имеет универсальную форму, соответствующую постоянству потока энергии по спектру. В качестве примера такой турбулентности можно привести ионно-звуковую турбулентность. Процесс коротковолновой перекачки энергии в этом случае связан со слиянием ионно-звуковых квантов с почти коллинеарными волновыми векторами. Колл. неарность необходима для выполнения распадных условий, поскольку спектр длинноволновых ионно-звуковых колебаний близок к линейному. Из условия постоянства потока энергии по спектру следует, что для каждого масштаба турбулентности r , имеющего характерные скорости колебаний частиц v , выполнено соотношение $v^4 r = \text{const}$, что соответствует спектр. плотности ионно-звуковых квантов: $N_k = \text{const}/k^{3/2}$.

5. Сильная ленгмюровская турбулентность

Значительно сложнее решается задача о турбулентности ленгмюровских колебаний и волн. Дело в том, что спектр ленгмюровских волн — нераспадный и основные нелинейные взаимодействия для ленгмюровских волн в

слабой турбулентности связаны с уже описанным выше процессом индукции. рассеяния волн на частицах. П либо с распадом ленгмюровской волны на ленгмюровскую и ионно-звуковую. При каждом из этих процессов должно происходить «покраснение» (увеличение длины волны) ленгмюровского кванта (плазмона), поскольку часть энергии плазмона передается либо рассеивающей частице, либо ионно-звуковому кванту. Т. о., нелинейное взаимодействие в ленгмюровской турбулентности создаёт поток энергии в длинноволновую область, где вообще отсутствуют механизмы поглощения ленгмюровских колебаний. В результате возникает парадокс образования плазмонного конденсата: если в П имеется источник ленгмюровских колебаний (пучок, эл.-магн. волна), то в конечном счёте энергия этого источника будет накапливаться в виде очень длинноволновых ($k \rightarrow 0$) ленгмюровских волн, не поглощающихся в П и будет неограниченно нарастать со временем, что в принципе невозможно. Решение этого парадокса невозможно в рамках слабой турбулентности, оно основано (см. ниже) на использовании модуляц. Н ленгмюровских волн. Это П плазмонного конденсата, т. е. достаточно интенсивного газа длинноволновых плазмонов, относительно процесса модуляции его плотности. Н приводит к образованию каверн — областей повышенной концентрации плазмонов, из к-рых под действием силы высокочастотного давления, создаваемого плазмонами (аналог давления излучения), вытеснена П. Характерный размер каверн, образующихся в результате модуляц. Н, $L \sim k^{-1} \sim D\sqrt{n_0/|\delta n|}$ обычно порядка 10—30 дебаевских радиусов D (δn — вариации плотности П в кавернах). В лабораторной П из-за малой величины D наблюдение таких структур крайне затруднено. Осн. наблюдения модуляц. Н ленгмюровских волн относятся к космич. условиям (разреженная П, большие D). На рис. 6 показана пространств. структура интенсивных ленгмюровских волн, возбуждаемых в П солнечного ветра в районе ударной волны юпитерианской магнитосферы, где $D \approx 20$ м, что позволяет относительно легко разрешить («увидеть») микроструктуру отдельных каверн. В процессе развития модуляц. Н плазмоны оказываются запертыми в кавернах, подобно тому как

заряженные частицы запираются в достаточно глубоких электрич. потенциальных ямах. Этот нелинейный эффект уже не может быть описан в рамках слабой турбулентности, т. е. в рамках слабого взаимодействия колебаний и волн линейной теории. Поэтому принято считать, что модуляц. Н приводит к сильной ленгмюровской турбулентности.

В теории сильной ленгмюровской турбулентности важное значение имеет явление коллапса ленгмюровских волн, т. е. самопроизвольного схлопывания каверн с запертыми в них плазмонами. Это схлопывание носит характер «взры-

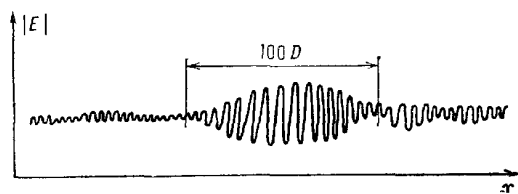


Рис. 6. Ленгмюровская каверна в космической плазме по данным наблюдений в районе магнитопаузы Юпитера. E — модуль напряжённости электрического поля.

ва», т. е. происходит с нарастающей скоростью вплоть до того момента, когда каверна достигает столь малых размеров, что длина волны запертых в ней плазмонов сравнивается с D , а фазовая скорость соответственно — с тепловой скоростью. При этом включается затухание Ландау ленгмюровских колебаний, и диссипация их энергии останавливает коллапс.

Теория сильной ленгмюровской турбулентности, базирующаяся на явлении коллапса, оказывается в значит. степени аналогичной теории гидродинамич. турбулентности. Источник турбулентности находится в области больших масштабов. Коротковолновая перекачка ленгмюровских колебаний осуществляется за счёт схлопывания каверн с запертыми в них плазмонами, в области малых масштабов происходит бесстолкновительное поглощение плазмонов. С этим и связано решение возникающего в теории слабой турбулентности парадокса плазмонного конденсата. Спектр. плотность плазмонов в инерционном интервале можно найти, используя законы схлопывания каверн: $N_k = \text{const}/k^{5/2}$.

В том случае, когда ленгмюровские колебания возбуждаются при взаимо-

действии с П электронного пучка, коротковолновая спектр. перекачка колебаний, обусловленная модуляц. Н и коллапсом, может приводить к стабилизации пучковой Н. Этот механизм стабилизации пучковой Н существен для пучков высоких энергий и относительно большой плотности (рис. 4): потоки быстрых электронов, образующиеся в П солнечного ветра при вспышках на Солнце, электроны с высокой энергией, вторгающиеся в ионосферу в авроральных областях, и др. Граница между областью III, где существенны эффекты сильной турбулентности, и областью I, где применима квазилинейная теория релаксации, определяется соотношением $n_1/n_0 = 10(kT/\mathcal{E})^3 u_0/\Delta u$. Граница между областью III и областью II, в к-рой существенно индуциров. рассеяние ленгмюровских колебаний частицами П, определяется соотношением $n_1/n_0 \approx m/3M$ в том случае, когда релаксируют пучки не слишком большой энергии ($\mathcal{E}/kT \ll 3M/m$), и $n_1/n_0 \approx (\Delta u/u)^2 m/3M$ в обратном случае ($\mathcal{E}/kT \gg 3M/m$).

Скорость спектр. перекачки ленгмюровских колебаний и их последующей диссипации в сильной турбулентности обычно столь велика, что плотность энергии возбуждаемых пучком колебаний W «заморожена» на пороге моду-

ляц. Н: $W \approx 3k_0^2 D^2 n_0 kT$, $k_0 \approx \omega_{0e}/u_0$ — волновое число резонансных с пучком колебаний. Превышение этого порога приводит к тому, что процесс возбуждения колебаний уже не может конкурировать с их диссипацией и колебания вновь возвращаются на порог. Относительно низкий уровень резонансных с пучком ленгмюровских колебаний приводит к существенному затягиванию процесса коллективной релаксации пучка в П. Этот эффект имеет место, напр., для образующихся при вспышках на Солнце электронных пучков, взаимодействующих с П солнечного ветра (рис. 7). Трансформация ленгмюровских колебаний, возбуждаемых такими пучками, в эл.-магн. излучение приводит к солнечным радиовсплескам III типа (см. *Радиоизлучение Солнца*).

Вообще, для многих задач астрофизики (напр., радиоизлучение Солнца, планет) весьма важны механизмы трансформации ленгмюровских колебаний в эл.-магн. волны. Наряду со всплесками III типа эффекты трансформации наи-

более существенны в солнечных радио-всплесках II типа (превращение в эл.-магн. волны плазменных волн, генерируемых на фронте ударной волны,

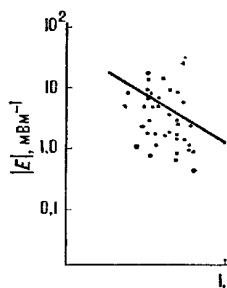


Рис. 7. Пространственное распределение энергии плазменных колебаний по данным излучений в плазме солнечного ветра. Сплошная линия — теоретическая оценка по порогу модуляционной неустойчивости. $|E|$ — модуль напряжённости электрического поля, по горизонтальной оси — расстояние от Солнца.

образованной вспышкой на Солнце), в километровом излучении Земли (радиоизлучение ленгмюровской турбулентности, создаваемой быстрыми потоками электронов в магнитосфере) и во многих др. подобных эффектах.

Выше было показано, что распад ленгмюровских колебаний может идти только с уменьшением частоты, т. е. не может непосредственно приводить к трансформации в эл.-магн. волны. Вместе с тем неизбежным спутником сильной ленгмюровской турбулентности явл. интенсивные квазинейтральные флуктуации плотности П. Конверсия ленгмюровских колебаний на этих флуктуациях плотности должна приводить к их трансформации в эл.-магн. волны. Этот механизм, по-видимому, явл. основным в радиовсплесках III типа. Вместе с тем существенным может оказаться и др. механизм трансформации в эл.-магн. волны — слияние двух ленгмюровских квантов с образованием эл.-магн. кванта на удвоенной ленгмюровской частоте. Поэтому при солнечных всплесках II и III типов излучение появляется сразу на двух гармониках, частоты к-рых относятся как 2 : 1.

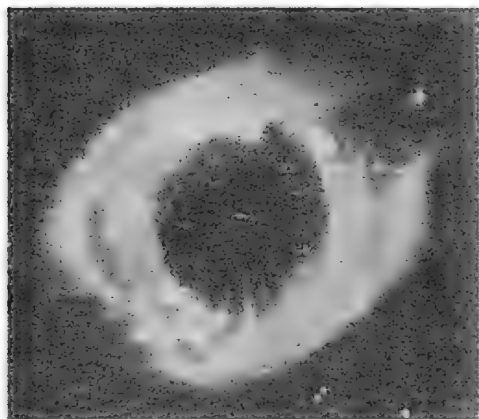
Лит.: Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979; Кадомцев Б. Б., Коллективные явления в плазме, М., 1976; Веденов А. А., Рютов Д. Д., Квазilinearные эффекты в потоковых неустойчивостях, в сб.: Вопросы теории плазмы, в. 6, М., 1972; Галеев А. А., Сагдеев Р. З., Нелинейная теория плазмы, там же, в. 7, М., 1973; Пикельнер С. Б., Основы космической электродинамики, 2 изд., М., 1966; Цытович В. Н., Нелинейные эффекты в плазме, М., 1967; Gurnett D. A., Anderson R. R., «Science», v. 194, p. 1159.

В. Д. Шапиро.

ПЛАНЕТАРНЫЕ ТУМАННОСТИ — система из звезды, называемой ядром ту-

манности, и симметрично окружающей её светящейся газовой оболочки (существенно реже — неск. оболочек). П. т. были открыты англ. астрономом В. Гершелем ок. 1783 г. Название отражает их нек-рое сходство с дисками внеш. планет — Урана, Нептуна (при визуальных телескопич. наблюдениях с небольшим увеличением). Известно более 1200 П. т. Аналогичные объекты открыты в Магеллановых Облаках, в Туманности Андромеды и в ряде др. галактик.

Оболочка П. т. и её ядро генетически связаны. Оболочка П. т. — полностью ионизованное газовое образование с электронной темп-рой $\approx 10^4$ – 12 тыс. К, хим. состав к-рого соответствует ср. космич. обилию элементов (см. *Распространённость элементов*). Небольшая примесь пылевых частиц ответственна за интенсивное излучение П. т. в далёкой ИК-области спектра. П. т. свойствен характерный эмиссионный спектр излучения, отличающийся от спектров галактич. диффузных туманностей большим возбуждением излучающих атомов и молекул. Наиболее интенсивные линии оптич. спектра — *запрещённые*



Фотография планетарной туманности NGC 7293 («Улитка» в созвездии Водолея), которая находится на расстоянии 70 пк. В центре туманности видна слабая звезда — её ядро, от которого около 10^4 лет назад отделилась газовая оболочка туманности. Современный размер NGC 7293 — около 0,2 пк. Туманность очень слаба, и все видимые на снимке детали — результат длительной экспозиции на крупном телескопе.

спектральные линии ионов OIII (дублет с длинами волн 4959 и 5007 Å), наблюдаются линии CIV, OV и даже OVI (потенциал возбуждения 79 эВ). Радиоизлучение П. т. — тепловое; в нек-рых из них замечено слабое радио-

излучение молекул CO. Свечение оболочки возбуждается УФ-излучением ядра.

Ср. масса оболочки П. т. — ок. $0,1 M_{\odot}$. Осн. масса оболочки П. т. сосредоточена в плотной тороидальной структуре. Периферийная часть оболочки более разрежена, и образующий её газ менее возбуждён. Всё многообразие видимых форм П. т. возникает, вероятно, вследствие проекции тороидальной структуры на небесную сферу под разными углами.

Оболочки П. т. расширяются в окружающее пространство со скоростями 20—40 км/с под действием внутри. давления горячего газа. По мере расширения оболочка становится разреженной, её свечение ослабевает, и в конце концов она становится невидимой. Длительность жизни П. т. в наблюдаемой фазе — ок. 20 000 лет. За это время их линейные радиусы возрастают в среднем от $5 \cdot 10^{16}$ до $50 \cdot 10^{16}$ см (от 0,015 до 0,15 пк) и более, а ср. концентрация частиц уменьшается от $3 \cdot 10^8$ до менее чем $3 \cdot 10^3$ см $^{-3}$.

Ядра П. т. представляют собой горячие звёзды раннего спектрального класса, претерпевающие значит. изменения за время жизни туманности. Непрерывные спектры ядер близки к спектру абсолютно чёрного тела. Темп-ры ядер обычно составляют 50—100 тыс. К. За время существования П. т. линейные радиусы ядра убывают от 10 до $0,03 R_{\odot}$, болометрич. светимости — от $3 \cdot 10^4$ до $3 L_{\odot}$, а спектры изменяются от сложных эмиссионно-абсорбционных спектров звёзд типа Вольфа — Райе или Of до спектров субкарликов класса O. Ядра старых П. т. близки к белым карликам, но вместе с тем значительно горячее и ярче типичных объектов такого рода. Массы ядер определяются из косвенных соображений; считается, что они близки к $1 M_{\odot}$. Среди ядер встречаются двойные звёзды.

П. т. концентрируются к галактич. экватору и к направлению на галактический центр. По своим пространственно-кинематич. характеристикам они подобны объектам старой фракции молодого галактич. населения (населения I типа). Их полное число в Галактике может достигать неск. сотен тысяч.

Механизм образования П. т. пока не вполне ясен. Считается, что они возникают из красных гигантов умеренной массы с вырожденным ядром и двойным

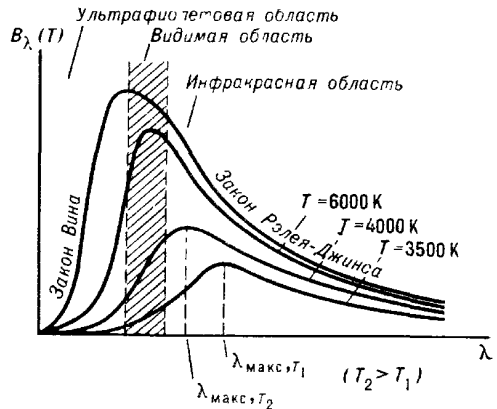
слоевым термоядерным источником энергии (см. *Эволюция звёзд*). Отделение оболочки происходит, вероятно, всего, в результате единичного выброса с малой начальной скоростью.

П. т. обогащают галактич. межзвёздную среду веществом норм. хим. состава, суммарное количество к-рого может достигать 1—2 $M_{\odot}$ в год.

П. т. являются источниками жёсткого УФ-излучения с суммарной мощностью $\sim 10^{42}$ эрг/с.

Лит.: Аллер Л., Лиллер У., Планетарные туманности, пер. с англ., М., 1971; Мартынов Д. Я., Курс общей астрофизики, 3 изд., М., 1979; Хромов Г. С., Планетарные туманности; физика, эволюция, космогония, М. (в печати). Г. С. Хромов.

ПЛАНКА ЗАКОН ИЗЛУЧЕНИЯ — закон распределения спектр. мощности излучения, испускаемого единицей поверхности абсолютно чёрного тела. Этим же законом определяется интенсивность излучения B_{ν} внутри замкнутой полости, стенки к-рой имеют постоянную темп-ру и находятся в тепловом равновесии с излучением. П. з. и. устанавливает, что мощность излучения $\varepsilon(\nu)$ в единичном интервале час-



Схематическая зависимость интенсивности излучения $B_{\lambda}(T)$ абсолютно чёрного тела от температуры T и длины волны λ . С увеличением температуры максимум интенсивности смещается в сторону коротких волн (для $T_2 > T_1$ максимум приходится на $\lambda_{\text{макс}, T_2} < \lambda_{\text{макс}, T_1}$).

тот (напр., в полосе $\Delta\nu = 1$ Гц вблизи частоты ν) определяется темп-рой T абсолютно чёрного тела:

$$\varepsilon(\nu, T) = \pi B_{\nu}(T) = \frac{2\pi h}{c^2} \frac{\nu^3}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (1)$$

$$\left(\frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Гц}} \right).$$

Используя связь между частотой и длиной волны $\lambda\nu = c$, можно записать П. з. и. для единичного интервала длин волн λ :

$$\varepsilon(\lambda, T) = \pi B_{\lambda}(T) = \frac{2\pi h}{\lambda^5} \cdot \frac{c^2}{e^{hc/kT\lambda} - 1} \left(\frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}} \right).$$

П. з. и. был теоретически выведен в 1900 г. нем. физиком М. Планком. В основу вывода было положено представление о квантовой природе излучения.

При малых частотах, когда $h\nu \ll kT$, П. з. и. переходит в *Рэлея — Джинса закон излучения*, $B_{\lambda}(T) = 2ckT/\lambda^4$ или $B_{\nu}(T) = (2/c^2)\nu^2 kT$, а при больших частотах ($h\nu \gg kT$) — закон Вина: $B_{\nu}(T) = (2h/c^2)\nu^3 \exp(-h\nu/kT)$ (рис.). Полная энергия, излучаемая единицей поверхности за 1 с во всем интервале частот (длин волн) от 0 до ∞ , пропорциональна, согласно П. з. и., четвертой степени темп-ры (см. *Стефана — Больцмана закон излучения*). Согласно (1), мощность излучения ничтожно мала на очень малых и очень больших частотах. На некоторой длине волны $\lambda_{\text{макс}}$ мощность излучения максимальна. Произведение $\lambda_{\text{макс}} \times T$ постоянно (закон смещения Вина) и равно 0,29 см·К. В первом приближении звёзды, в частности Солнце, излучают как абсолютно чёрное тело. В связи с этим П. з. и. широко применяется при анализе теплового излучения космич. объектов. Д. К. Надежин.

ПЛАНКА ПОСТОЯННАЯ (h , $\hbar$) — одна из осн. физ. постоянных; характеризует область квантовых явлений. Величина h равна $(6,626176 \pm 0,000036) \times 10^{-27}$ эрг·с. Употребляют также величину $\hbar = h/2\pi = (1,0545887 \pm 0,000007) \times 10^{-27}$ эрг·с.

П. п. измеряют с помощью макроскопических со сверхпроводниками, в к-рых прохождение двух спаренных электронов через разность потенциалов V (контакт Джозефсона) сопровождается излучением с частотой $\omega = 2eV/\hbar$.

П. п. введена нем. учёным М. Планком в теорию излучения в 1900 г. Он предположил, что излучающие системы (осцилляторы) испускают энергию отдельными порциями, равными $\varepsilon = h\nu$, где ν — частота излучения. В 1905 г. А. Эйнштейн показал, что эл.-магн. излучение состоит из отдельных частиц — *фотонов*, энергия к-рых даёт приведённой выше ф-лой, а импульс

$p = h\nu/c = \hbar/\lambda$. В теоретич. физике чаще употребляется круговая частота $\omega = 2\pi\nu$ и волновой вектор k ($|k| = 2\pi/\lambda$), так что $\varepsilon = \hbar\omega$, $p = \hbar k$. Согласно квантовой механике, энергия и импульс всех частиц (электронов, ядер, атомов, молекул и др.) связаны с частотой и волновым вектором волновой функции, описывающей движение частиц, теми же соотношениями.

В соответствии с принципом неопределённости, согласно к-рому невозможно одновременно определить импульс частицы p и её положение x , П. п. устанавливает миним. значение произведения неопределённостей (неточностей) в измерениях импульса Δp и положения Δx частицы: $\Delta p \Delta x \geq \hbar$.

Классич. механика рассматривается как предельный случай квантовой механики, когда П. п. можно считать малой по сравнению с произведением характерного импульса на размер движущихся тел.

Величина П. п. ограничивает область применимости не только классич. механики, но и классич. электродинамики. В электродинамике квантовые явления становятся существенными при условии, что напряжённость электрич. или магн. поля превышает величину $\hbar^2 c^3 / \hbar e$.

П. п. определяет величину единичной ячейки фазового объёма $(2\pi\hbar)^3$. Число отдельных квантовых состояний в определённом интервале энергий равно фазовому объёму классич. системы, делённому на $(2\pi\hbar)^3$ для одной частицы или на $(2\pi\hbar)^{3n}$ для n частиц.

После введения П. п. сам же М. Планк отметил, что три физ. константы: П. п. $\hbar$, скорость света c и гравитац. постоянная G — позволяют построить три характерные величины: длину $l_{\text{Пл}} = (G\hbar/c^3)^{1/2} \approx 1,5 \cdot 10^{-33}$ см, время $t_{\text{Пл}} = (G\hbar/c^5)^{1/2} \approx 5 \cdot 10^{-44}$ с и массу $m_{\text{Пл}} = (\hbar c/G)^{1/2} \approx 2 \cdot 10^{-5}$ г (т. н. планковские единицы). Для интервалов времени порядка и меньше $t_{\text{Пл}}$, интервалов длины меньше $l_{\text{Пл}}$ нельзя пользоваться даже общей теорией относительности. Здесь необходима ещё не созданная теория квантовой гравитации. В 30-х гг. 20 в. особенно подчёркивалось, что $m_{\text{Пл}}$ во много раз больше массы известных элементарных частиц. Выдвигались предположения, что та-

кое отличие отношений $m_p/m_{\text{Пл}}$, $m_e/m_{\text{Пл}}$ от единицы требует спец. объяснения, выходящего за рамки теории квантовых полей. В настоящее время в ходе экспериментов на ускорителях открывают всё более тяжёлые частицы и предполагается, что $m_{\text{Пл}}$ есть верхняя граница массы покоя элементарных частиц.

Я. Б. Зельдович, М. Ю. Хлопов.

ПОЗИТРОН (e^+) — элементарная частица с положительным единичным электрич. зарядом, античастица по отношению к электрону. Масса П. совпадает с массой электрона: $m_{e^+} = (9,109534 \pm 0,000047) \times 10^{-28}$ г, $m_{e^+c^2} = (0,5110034 \pm 0,0000014)$ МэВ. Спин П. равен $1/2$. Магн. момент П. равен по величине и противоположен по знаку магн. моменту электрона. В вакууме П. — стабильная частица. При столкновении П. с электроном происходит аннигиляция пары e^+e^- с образованием γ -фотонов (как правило, двух). В опытах на ускорителях в разогнанных навстречу друг другу пучках П. и электронов наблюдают аннигиляцию e^+e^- с образованием более тяжёлых частиц (адронов, пар $\mu^+\mu^-$, пар $\tau^+\tau^-$). При столкновении медленного П. с электроном с большой вероятностью образуется связанная атомарная система — **п о з и т р о н и й**. Аннигиляция П. и электрона в позитронии явл. источником монохроматич. γ -фотонов с энергией $\approx 0,511$ МэВ. Осн. источниками П. явл.: рождение пар e^+e^- гамма-фотонами высоких энергий и β^+ -распады ядер (см. *Бета-процессы*). Образование П. происходит в реакциях *водородного цикла*, а также в реакциях *углеродного цикла*. Образование пар e^+e^- может быть вызвано взаимодействием жёсткого γ -излучения с магн. полем *пульсара*. При высокой темп-ре ($kT > m_{e^+c^2}$) в термодинамич. равновесии с излучением должны присутствовать пары e^+e^- , что характерно, напр., для ранней стадии эволюции Вселенной.

М. Ю. Хлопов.

ПОКАЗАТЕЛЬ ЦВЕТА — разность *звездных величин* m , измеренных в двух спектр. диапазонах (i и κ). П. ц. можно записать как

$$m_i - m_\kappa = -2,5 \lg \frac{\int I(\lambda) \Phi_i(\lambda) d\lambda}{\int I(\lambda) \Phi_\kappa(\lambda) d\lambda} + C,$$

$$(i, \kappa = 1, 2, \dots, n; i \neq \kappa).$$

Здесь $I(\lambda)$ — распределение энергии в спектре звезды; Φ_i , Φ_κ — кривые спектр. чувствительности, вид к-рых зависит от

св-в применяемых фильтров и светоприёмников. Ф-ция Φ учитывает также пропускание атмосферы. Набор кривых спектр. чувствительности задаёт фотометрич. систему, в к-рой и определяется конкретный П. ц. (см. рис. 1 в ст. *Астрофотометрия*). В зависимости от числа спектр. интервалов система наз. двухцветной ($n = 2$), в ней может быть задан один П. ц., трёхцветной ($n = 3$) — два П. ц. и т. д. Константа C обычно выбирается так, чтобы П. ц. равнялся нулю для звёзд определённого *спектрального класса* (чаще А0V).

П. ц. можно интерпретировать как отношение интенсивностей излучения на разных длинах волн. Это значит, что П. ц. характеризует наклон кривой $I(\lambda)$, к-рый зависит от параметров внеш. условий звезды — темп-ры, плотности, хим. состава и др. Следовательно, найдя П. ц. и пользуясь связью П. ц. с параметрами звезды, можно определить значения этих параметров.

Теория *эволюции звезд* показывает, что их поверхностная темп-ра явл. ф-цией возраста. Это даёт возможность с помощью П. ц. оценивать возраст звёзд. Обычно этот способ применяется к звёздным скоплениям, все звёзды к-рых имеют близкий возраст и хим. состав и различаются в основном массой. На диаграмме «П. ц. — звёздная величина» звёзды скопления лежат вдоль линии постоянного возраста, называемой *изохроной*. Сравнение наблюдаемой и теоретич. *изохрон* позволяет определять возраст скопления. Часто сравнивают только характерные точки *изохрон*, напр. положение самой голубой звезды скопления (звёзды с наименьшим П. ц.).

Т. к. межзвёздная пыль сильнее поглощает коротковолновое излучение звёзд (непрозрачность пыли $\sim \lambda^{-1}$), вызывая покраснение света, то П. ц. зависит от межзвёздного поглощения. В связи с этим П. ц. может явл. мерой количества пыли.

Исследования строения Галактики (пространств. распределения поглощающей материи, скоплений звёзд, положения спиральных рукавов и т. д.) требует определения П. ц. звёзд разных типов.

Наиболее эффективным инструментом совр. фотометрич. исследований служат двухцветные диаграммы, на к-рых по осям координат откладываются разные П. ц. данной фотометрич. системы.

В первую очередь двухцветные диаграммы используются для определения величины межзвёздного поглощения. Её находят сравнением положения на двухцветной диаграмме стандартной последовательности непокрашенных звёзд, полученной по наблюдениям ближайших звёзд или скоплений, с П. ц. исследуемых более далёких звёзд. Освобождение от влияния межзвёздного поглощения позволяет определить ряд физ. параметров звёзд.

Ниже приведены примеры определения ряда параметров звёзд по П. ц. системы UBV (трёхцветной) и системы $uvby$ Стрёмгрена (четырёхцветной). Фотоэлектрич. измерения блеска в спектр. интервалах U, B, V (см. *Астрофотометрия*) осуществлены примерно для 75 тыс. звёзд. В системе UBV применяются два П. ц. — ультрафиолетовый ($U - B$) и сине-зелёный ($B - V$). Показатель ($U - B$) — хороший индикатор темп-ры ОВ-звёзд, а показатель ($B - V$) — А-К-звёзд. Так, соотношение между П. ц. ($B - V$) и эффективной

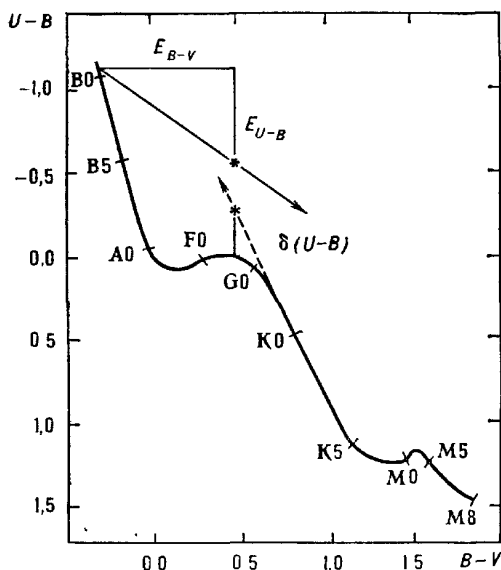


Рис. 1. Двухцветная диаграмма ($U - B$), ($B - V$).

температурой звёзд T_3 может быть аппроксимировано ф-лой

$$T_3 = \frac{7000}{(B - V) + 0,57} (K).$$

Двухцветная диаграмма ($U - B$), ($B - V$) приведена на рис. 1. Сплошной

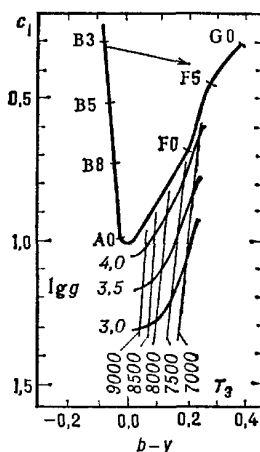


Рис. 2. Диаграмма ($b - y$), c_1 фотометрической системы Стрёмгрена. Сплошная линия — начальная главная последовательность. Штрихами на ней указано положение звёзд разных спектральных классов. Стрелка — вектор покраснения. Тонкие линии — теоретические кривые постоянной эффективной температуры T_3 и ускорения g на поверхности звезды, полученные по моделям атмосфер с нормальным химическим составом ($Z = 0,02$).

Диаграмма показывает, как по наблюдаемым значениям c_1 и ($b - y$) можно найти температуру и ускорение g для А-звёзд.

линией здесь показана стандартная главная последовательность. Звёзды, излучение которых ослаблено межзвёздным поглощением, смещаются на двухцветной диаграмме в направлении, указанном на рис. 1 сплошной стрелкой (т. н. вектор покраснения). Соответствующее смещение измеряется избытками цвета E_{U-B} и E_{B-V} , а поглощение света в V -полосе (A_V) определяется соотношением $A_V = RE_{B-V}$ ($R \approx 3$). Для F — G-звёзд ($B - V \approx 0,4 - 0,8^m$) с помощью двухцветной диаграммы можно оценить долю тяжёлых элементов (металличность) Z . Штриховой стрелкой на рис. 1 показан т. н. вектор бланкетирования, вдоль которого располагаются звёзды с одинаковой темп-рой и светимостью, но разным значением Z . С уменьшением Z звёзды отклоняются от главной последовательности. Мерой металличности служит т. н. УФ-избыток $\delta(U - B)$.

Среднеполосная фотометрич. система Стрёмгрена имеет четыре полосы — u (3500 Å), v (4110 Å), b (4670 Å) и y (5470 Å), что даёт ей определённые преимущества по сравнению с UBV . В ней используются следующие П. ц. и их комбинации: $b - y$, $c_1 = (u - b) - (v - b)$, $m_1 = (v - b) - (b - y)$. Индекс m_1 подобен $\delta(U - B)$ и явл. мерой металличности, c_1 связан с величиной *бальмеровского скачка* и для звёзд А-Ф служит индикатором ускорения силы тяжести g на поверхности звезды (для

В-звёзд c_1 — указатель темп-ры), $(b - y)$ явл. температурным параметром А — F-звёзд. В стрёмгеновской системе строятся диаграммы c_1 , $(b - y)$, см. рис. 2, и m_1 , $(b - y)$. Диаграмма c_1 , $(b - y)$ обычно используется для определения T_3 , абс. звёздной величины и g . Диаграмма m_1 , $(b - y)$ служит для оценки металличности А — F-звёзд. В системе $uvby$ измерены П. ц. ок. 20 тыс. звёзд.

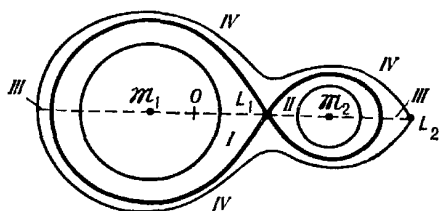
Лит.: Аллер Л., Атомы, звезды, туманности, пер. с англ., М., 1976; Курс астрофизики и звездной астрономии, 3 изд., т. I, М., 1973; Страйжис В., Многоцветная фотометрия звезд, Вильнюс, 1977.

ПОЛОСТЬ РОША — область вокруг звезды, внешней границей к-рой служит поверхность равного потенциала, содержащая т. н. первую точку Лагранжа. Положим, что массы звёзд m_1 и m_2 , вращающихся по круговым орбитам вокруг общего центра масс O , сосредоточены в их центрах (рис.). Периоды собств. вращения звёзд совпадают с орбитальным периодом. В системе координат, вращающейся вместе с двойной системой, на каждую покоящуюся пробную частицу действуют три силы: силы притяжения со стороны m_1 и m_2 , возрастающие с приближением к гравитирующим массам, и центробежная, нарастающая при удалении от оси вращения. По соотношению действующих сил всё пространство можно разделить двумя поверхностями равного потенциала (внутр. критической и внеш. критической) на четыре области. Внутр. критич. поверхность, содержащая точку L_1 (т. н. первую точку Лагранжа), ограничи-

лаждает сила притяжения последней. В области *III*, заключённой между критич. поверхностями с точками L_1 и L_2 (второй точкой Лагранжа), суммарная сила гравитации масс m_1 и m_2 превосходит центробежную силу. В области *IV* (за внеш. критич. поверхностью с точкой L_2) действие центробежной силы преобладает и вещество системы, попадающее сюда, оказывается для неё утерянным. Полость, содержащая одну из гравитирующих масс и выделенная поверхностью с точкой L_1 , наз. **полостью Роша**. При совпадении периодов собств. вращения звёзд с их орбитальным периодом размеры П. Р. и положение точек Лагранжа полностью определяются отношением масс звёзд-компонентов двойной системы. Если один из компонентов двойной звезды заполняет свою П. Р., то вещество его может свободно перетекать в полость звезды-спутника. При этом оно вытекает из окрестности точки L_1 в виде сравнительно тонкой струи. Если в ходе эволюции компонентов будут заполнены П. Р. обоих компонентов, то вокруг системы образуется общая оболочка, к-рая может заполнить полость, содержащую точку L_2 . Вещество, покидающее эту точку даже с небольшой скоростью, как правило, уходит из системы, ускоряясь в переменном гравитац. поле двойной звезды. Существование П. Р. приводит к тому, что компонент, к-рый эволюционирует быстрее, первым заполняет П. Р. и начинает отдавать вещество второму компоненту. Перераспределение вещества в системе может очень сильно изменить её характеристики (см. *Эволюция тесных двойных звёзд*).

При рассмотрении системы планета — спутник вводится понятие о **пределе Роша** — миним. радиусе круговой орбиты, на к-рой спутник не разрушается под действием притяжения центрального тела (приливных сил). Если масса спутника много меньше массы планеты, то предел Роша $a_R = 2,46 (\rho_{сп}/\rho_{пл})^{1/3} R$, где $\rho_{сп}$ и $\rho_{пл}$ — значения ср. плотности спутника и планеты. R — радиус планеты. Внутри сферы с радиусом a_R невозможна также гравитац. конденсация вещества с образованием единого тела. Такова, вероятно, причина образования колец Сатурна, Юпитера, Урана.

Лит.: Белецкий В. В., Очерки о движении космических тел, 2 изд., М., 1977. А. В. Тутуков.



Критические эквипотенциальные поверхности и полости Роша в двойной звёздной системе с отношением масс компонентов $m_2/m_1 = 0,215$.

вает две области, прилегающие к тяготеющим массам m_1 и m_2 . В первой из этих областей (*I*) сила притяжения звезды m_1 превосходит как силу притяжения со стороны звезды-спутника, так и центробежную силу. Аналогично в полости *II*, прилегающей к m_2 , преоб-

ПОЛЯРИЗАЦИЯ электромагнитных волн. Волны, у которых направления электрического (E) и магнитного (H) полей сохраняются неизменными в пространстве или изменяются по определённым законам, наз. *поляризованными*. За направление P . принято считать направление электрич. поля E волны. Строго монохроматическое излучение всегда поляризовано. У излучения, состоящего из волн различной длины, направление колебаний вектора E результирующей волны может изменяться либо упорядоченно, либо хаотически. Излучение, у которого направление вектора E изменяется хаотически, наз. *неполяризованным* (примером может служить естеств. свет). Часто используют понятие плоскости P ., т. е. плоскости, перпендикулярной направлению колебаний вектора E .

Для поляризов. излучения различают: *линейную P.*, при к-рой вектор электрич. поля E сохраняет своё направление в пространстве; *круговую P.*, когда вектор E вращается вокруг направления распространения волны с угловой скоростью, равной угловой частоте волны, и сохраняет при этом свою абс. величину; *эллиптическую P.*, если вращение вектора электрич. поля подобно вращению при круговой P ., но величина вектора меняется так, что его конец описывает эллипс. Эллиптич. и круговая P . может быть *правой* (вектор E вращается по часовой стрелке, если смотреть навстречу распространяющейся волне) и *левой* (при вращении в противоположную сторону).

Эл.-магн. волна может быть также частично поляризованной. Частичная P . количественно характеризуется степенью поляризации, к-рая для волн с частичной линейной P . определяется как

$$p = (I_{\text{макс}} - I_{\text{мин}}) / (I_{\text{макс}} + I_{\text{мин}}),$$

где $I_{\text{макс}}$ и $I_{\text{мин}}$ — наибольшая и наименьшая плотности потока эл.-магн. энергии через анализатор (поляроид, призму Николя и т. п.).

Источники эл.-магн. излучения генерируют волны различной P . *Тепловое излучение*, генерируемое хаотически распределёнными атомами и электронами, всегда неполяризовано. *Циклотронное излучение*, генерируемое системой электронов, вращающихся в магн.

поле, имеет круговую P . *Синхротронное излучение* одного релятивистского электрона имеет эллиптич. P ., но система таких электронов даёт линейно поляризованное излучение, т. е. правые и левые вращения эллиптич. P . здесь складываются и компенсируют друг друга. Электрич. вектор синхротронного излучения колеблется в плоскости, перпендикулярной магн. полю, т. к. в этой плоскости всегда остаётся вектор ускорения электрона, движущегося в магн. поле. В магн. поле энергетич. уровни атома расщепляются на различные подуровни, соответственно расщепляются и спектр. линии (см. *Зеемана эффект*). Поскольку колебания электронов в магн. поле ориентированы определённым образом, компоненты линии оказываются поляризованными линейно, эллиптически или по кругу в зависимости от угла между полем и лучом зрения.

В космич. условиях эффект Зеемана часто настолько мал, что линии не разделяются, но тогда можно заметить различную P . правой и левой стороны профиля линии. Т. о. был обнаружен эффект Зеемана в солнечных и звёздных магн. полях, а также у линии 21 см межзвёздного водорода.

Состояние P . меняется при распространении эл.-магн. излучения в среде. Так, неполяризов. излучение может стать хотя бы частично поляризованным, а свет, рассеиваясь на свободных электронах, поляризоваться. Наибольшая P . имеет место при рассеянии на 90° , т. к. раскачиваемый первичной (поперечной) волной свободный электрон воспринимается сбоку как колеблющийся по одной координате. При этом вектор E рассеянной эл.-магн. волны лежит в плоскости, перпендикулярной волновому вектору первичной волны (т. е. вектору, определяющему направление распространения волны). P . при рассеянии света хорошо известна, напр. рассеянный земной атмосферой свет из-за рэлеевского рассеяния на молекулах воздуха поляризован. Подобная P . имеет место в солнечной короне и в атмосферах горячих звёзд, где относительно велика роль электронного рассеяния излучения (см. *Атмосферы звёзд*). Очевидно, такая P . максимальна на краях звёздного диска, и вектор E поляризов. излучения колеблется по касательной к диску. Для чисто электронной атмосферы макс. степень P . $\approx 12\%$.

Свет поляризуется при рассеянии на частицах космич. пыли в туманностях, а также при рассеянии и поглощении на частицах пыли в межзвёздном пространстве. Природа этого явления, однако, другая. Частицы *межзвёздной пыли* обычно имеют неправильную форму (напр., удлинённую по одной оси). Они ориентируются межзвёздным магн. полем. Поскольку волна с направлением электрич. вектора вдоль большой оси частицы поглощается и рассеивается больше, чем волна с электрич. вектором вдоль малой оси, то в результате проходящий через среду свет оказывается частично поляризованным. Степень П. (доля поляризов. излучения) обычно не больше неск. процентов.

При распространении радиоволн в *плазме* поляризация их меняется. Линейно поляризованное излучение состоит из равного количества фотонов с круговой поляризацией разных направлений. Поэтому каждую волну, попадающую в плазму с магн. полем, можно рассматривать как сумму двух волн с круговой или эллиптич. П. (но с разными направлениями вращения электрич. вектора). Эти волны распространяются с разной фазовой скоростью. По выходе из плазмы они складываются.

Право- и левополяризов. волны в плазме имеют не только различные фазовые скорости, но и разные коэфф. поглощения. Поэтому возможен случай, когда неполяризов. волна после прохождения слоя плазмы окажется частично поляризованной по кругу благодаря тому, что волна с др. П. поглотится сильнее. Этот эффект наблюдается в спорадич. радиоизлучении Солнца. Если пренебречь поглощением, но учесть разность фазовых скоростей в плазме волн с разным направлением круговой П., то по выходе из плазмы одна из волн отстанет и при сложении результирующая волна останется линейно поляризованной, но с повёрнутым на нек-рый угол направлением колебаний электрич. вектора. Этот эффект, называемый *фарадеевским вращением* плоскости поляризации (см. *Фарадея эффект*), играет большую роль в исследовании космич. радиоизлучения (см. *Мера вращения*). Эффект Фарадея может играть большую роль в формировании П. оптич. излучения звёзд, к-рое может оказаться поляризованным даже при геометрич. симметрии звезды (см. *Поляризация излучения*).

Лит.: Мартынов Д. Я., Курс общей астрофизики, 3 изд., М., 1979; Соболев В. В., Курс теоретической астрофизики, 2 изд., М., 1975. С. А. Каплан.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ космических источников даёт информацию о физ. характеристиках источников: величине и геометрии магн. поля в источнике, хим. составе, форме и размерах рассеивающих излучение частиц, о степени однородности поверхностной яркости источника (звезды) и др. Исследование П. и явл. важнейшим тестом для определения того или иного механизма генерации излучения в космич. условиях.

Обычно рассматривают линейную и круговую *поляризацию* эл.-магн. волн. Линейная поляризация выделяет плоскость, в к-рой происходят колебания электрич. вектора E (вектора напряжённости электрич. поля волны). Круговая П. и характеризует направление вращения электрич. вектора в плоскости, перпендикулярной лучу зрения. П. и. описывают с помощью т. н. *параметров Стокса*, к-рые, по-существу, определяют потоки излучения с заданным направлением поляризации.

Поляриметрич. наблюдения ведутся во всех диапазонах длин волн — от радиодиапазона до рентгеновского. Наблюдают: поляризацию излучения солнечной короны; поляризацию солнечного света, отражённого от атмосфер планет и комет; собств. линейную и круговую поляризацию излучения многих звёзд и туманностей (напр., сильною П. и. в радио-, оптич. и рентг. диапазонах Крабовидной туманности); межзвёздную поляризацию, к-рая возникает при прохождении света звёзд через межзвёздные газово-пылевые облака; П. и. внегалактич. объектов (галактик, скоплений галактик, квазаров и др.). Для измерения П. и. звёзд и галактик применяются визуальный, фотографич. и фотоэлектрич. методы. В широко распространённом фотоэлектрич. методе используется обычный электрофотометр, причём перед фотоумножителем ставится анализатор поляризации (поляризац. призма). Измерения фототока проводятся при разных углах поворота анализатора вокруг оси светового пучка. Разность значений фототоков для двух взаимно перпендикулярных положений анализатора и определяет степень поляризации светового пучка.

Одним из основных механизмов возникновения П. и. является рассея-

ние излучения на электронах, атомах, молекулах и пылинках. Для случая *томсоновского* рассеяния на электронах и *рэлеевского* рассеяния на малых по сравнению с длиной волны излучения частицах задача о распределении степени линейной поляризации по диску горячей звезды с плоскопараллельной атмосферой была впервые решена В. В. Соболевым в 1943 г., а затем несколько спустя независимо от него С. Чандрасекаром (США). В рассматриваемой модели макс. степень поляризации ($\approx 12\%$) достигается на краю диска звезды, причём электр. вектор эл.-магн. излучения колеблется перпенди-

лярно. Наблюдения двойных звёзд позволяют существенно уточнить геометрию их орбит и, в частности, определить угол наклона орбиты, её размеры, эллипсоидальность компонентов и т. д.

Рассеяние и поглощение света ориентированными несферич. пылинками хорошо объясняют наблюдаемую линейную и круговую поляризацию оптич. и ИК-излучения многих холодных (в частности, углеродных) звёзд, галактич. туманностей, а также межзвёздную поляризацию света. Излучение, идущее к наблюдателю через облако ориентированных пылинок, становится линейно

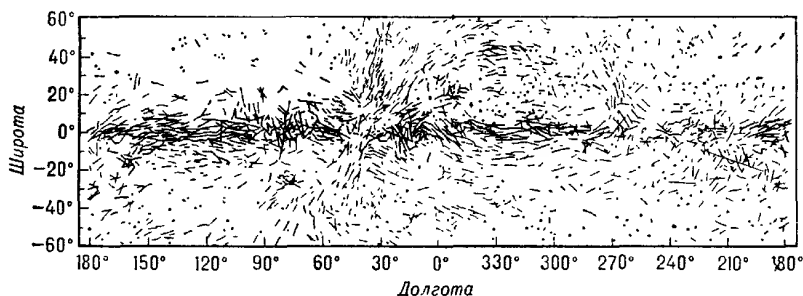


Рис. 1. Межзвёздная поляризация света в нашей Галактике (по Д. Метьюсону). Длина черточек соответствует относительной величине линейной поляризации. Для галактич. долгот от 0° до 60° поляризация нерегулярна, что указывает на мелкоаппетитность и нескоррелированность магнитных полей. В направлении $60-90^\circ$ луч

зрения идёт вдоль двух рукавов Галактики, а от 90 до 210° пересекает рукава три раза. В интервале $210-280^\circ$ луч зрения лежит вне рукавов, а начиная с долготы 290° , пересекает пер-

кулярно плоскости, содержащей нормаль к внеш. границе атмосферы и луч зрения.

Излучение одиночной сферически-симметричной звезды с однородным распределением яркости по её поверхности всегда неполяризовано вследствие того, что на видимой полусфере (и даже на половине этой полусферы) всегда найдутся два таких одинаковых элемента поверхности, электр. векторы к-рых колеблются во взаимно перпендикулярных направлениях и компенсируют друг друга, т. е. суммарное излучение этих двух элементов поверхности оказывается неполяризованным. П. п. возможна, когда источник несимметричен: при отклонении формы звезды от сферически-симметричной, что приводит, в частности, к изменению её блеска при вращении и движении по орбите в двойной системе; при затмении компонентов в тесных двойных системах, когда холодная звезда затмевает горячую; при отражении света одного из компонентов поверхностью др. компонента; при рассеянии света в околосвёздной несферич. оболочке. По-

поляризованным, если направление ориентации не совпадает с лучом зрения. Исследования показали, что излучение звёзд, находящихся вблизи плоскости Галактики, поляризовано в среднем параллельно этой плоскости (рис. 1). Направления поляризации коррелированы в масштабах всей Галактики. Это говорит не только об одинаковой природе пылинок, находящихся в разных областях Галактики, но и о преобладании какого-то одного механизма их ориентации. Факторами, обуславливающими ориентацию частиц межзвёздной пыли, могут быть: общее галактич. магн. поле; световые потоки, наиболее интенсивные в плоскости Галактики; космич. лучи и др. потоки частиц. Повидимому, регулярность галактич. межзвёздной линейной поляризации связана всё же со средним галактич. магн. полем, идущим вдоль спиральных рукавов.

Довольно сильной эллиптич. поляризацией обладает излучение плазменных атмосфер компактных звёзд с сильными магн. полями (белые карлики, нейтронные звёзды). Поляриметрич. исследова-

ния таких объектов позволяют определить их поверхностные магн. поля (см. *Фарадея эффект*).

Поляриметрич. наблюдения галактик привели к обнаружению линейной поляризации их излучения в радио- и оптич. диапазонах. П. и. наблюдается от всей галактики в целом, а в ряде случаев и от её ядра. Как правило, П. и. ядер норм. галактик отсутствует. П. и. норм. галактик связана, скорее всего, с распределённой в галактике пылью, т. е. имеет ту же природу, что и межзвёздная поляризация света в на-

пространств. ориентации, плотности электронов в межгалактич. среде скопления и т. д.

Заметной круговой поляризации от внегалактич. объектов не обнаружено.

В пределах Солнечной системы поляриметрич. наблюдения позволяют получить ценную информацию о хим. соста-

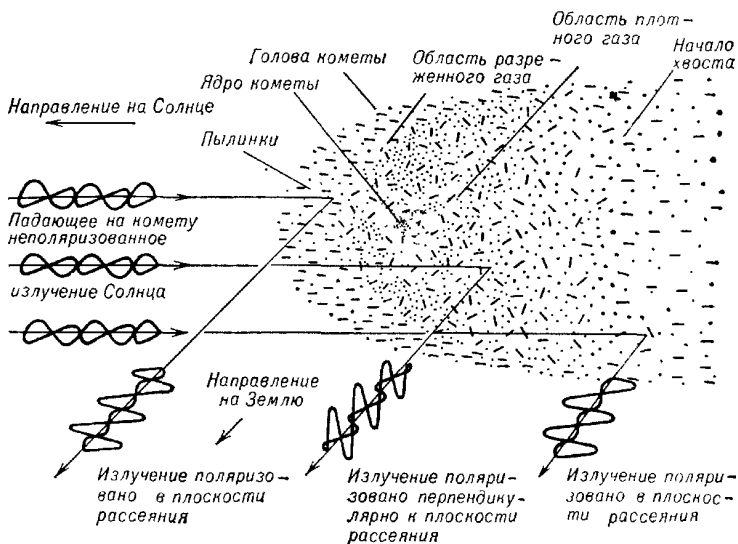


Рис. 2. Поляризация излучения кометы в плоскости рассеяния. Обусловлена ориентацией пылинок в голове и в хвосте кометы за счёт взаимодействия их с солнечным излучением. В области, где ориентации пылинок сильно мешают соударения с молекулами газа (область плотного газа около ядра кометы), поляризация излучения имеет иной характер.

шей Галактике. Совсем иная картина наблюдается для галактик с активными ядрами (см. *Ядра галактик*). Так, степень поляризации оптич. излучения *сейфертовских галактик* возрастает с уменьшением диафрагмы электрополяриметра, что свидетельствует о П. и. именно ядра. Значит, поляризацией обладает излучение *квазаров*, *N-галактик* и особенно *лацертид*. Макс. степень П. и. лацертид может превосходить 40%. У ряда галактик с активными ядрами наблюдается П. и. плазменных струй, выброшенных из области ядра (напр., у гигантской *радиогалактики NGC 4486* — радиисточника Девы А).

Источником П. и. перечисленных внегалактич. объектов, скорее всего, явл. *синхротронное излучение* релятивистских электронов в магн. поле. Степень линейной поляризации такого излучения может достигать 70% в случае однородного магн. поля, а направление колебаний вектора E в этом случае перпендикулярно плоскости «луч зрения — направление магн. поля».

Для скоплений галактик исследование линейной П. и. позволяет сделать ряд выводов о форме скоплений, их

ве облачного покрова планет, составе и строениях комет, зодиакального света и др. объектов. Так, по П. и. было обнаружено заметное количество серной кислоты в атмосфере Венеры. П. и. комет может быть объяснена рассеянием солнечного света на ориентированных асимметричных пылинках, находящихся в голове и хвосте кометы (ориентирует пылинки, по-видимому, сам же световой поток), а также рассеянием солнечного излучения молекулами плотной газовой оболочки, окружающей ядро кометы (рис. 2). Изучение П. и. комет позволило установить силикатную природу пылинок, входящих в состав головы ряда исследованных комет.

Картина линейной поляризации зодиакального света (солнечного света, рассеянного на пылинках гелиоцентрич. пылевого облака, сплюснутого к плоскости Солнечной системы) хорошо согласуется с представлением о присутствии в межпланетной среде крупных силикатных и мелких железных пылинок. Обнаружение круговой поляризации зодиакального света и характер её зависимости от небесных координат показали, что такая П. и. может возникнуть при одно-

кратном рассеянии неполяризованного солнечного излучения на несферических, хорошо поглощающих свет, ориентированных пылинках (при этом вклад мелких частиц в круговую поляризацию излучения много больше, чем крупных силикатных).

В 70-е гг. 20 в. возникла рентгеновская поляриметрия. К её достижениям относится обнаружение сильной поляризации рентг. вспышек на Солнце, рентг. излучения Крабовидной туманности, а также расположенного внутри её пульсара PSR 0531+21 (быстро вращающейся нейтронной звезды), излучения рентг. источников Лебедь X-1 и Скорпион X-1. Эти открытия подтверждают, в частности, мнение, что излучение Крабовидной туманности во всех наблюдаемых диапазонах имеет магнитотормозную (синхротронную) природу.

Лит.: Шерклиф У., Поляризованный свет, пер. с англ., М., 1965; Долгинов А. З., Гнедин Ю. Н., Силантьев Н. А., Распространение и поляризация излучения в космической среде, М., 1979, Курс астрофизики и звездной астрономии, 3 изд., т. 1, М., 1973, с. 460—85.

ПОТЕМНЕНИЕ К КРАЮ — зависимость интенсивности излучения, выходящего из атмосферы звезды, от направления. При *термодинамическом равновесии*, напр. в теплоизолированной замкнутой полости, интенсивность излучения описывается ф-лой Планка и не зависит от направления (см. *Планка закон излучения*). Реальные звёздные атмосферы далеки от термодинамич. равновесия, в частности потому, что атмосферы излучают и теряют с излучением энергию. Спектр этого излучения отклоняется от закона Планка, и интенсивность излучения зависит от направления.

Если физ. условия в атмосфере звезды меняются с высотой не слишком сильно, то состояние такой атмосферы можно приближённо характеризовать т. н. локальным термодинамич. равновесием, при к-ром состояние каждого малого объёма атмосферы звезды можно охарактеризовать своей темп-рой. При отсутствии нетепловых источников нагрева вещества, таких, как диссипация энергии акустич. волн, темп-ра в атмосфере звезды убывает с высотой, и для далёкого наблюдателя интенсивность выходящего наружу излучения максимальна в центре диска звезды и минимальна на краю диска. Физически это

означает, что в направлении нормали к поверхности звезды наружу выходит излучение слоёв, расположенных на максимально возможной геометр. глубине (при *оптической толщине* $\tau \approx 1$), где локальная темп-ра наибольшая. Для излучения, испускаемого под углом к нормали, оптич. толщина $\tau \approx 1$ (непрозрачность) достигается в слое с меньшими геометр. глубиной и температурой, поэтому интенсивность выходящего излучения убывает с увеличением угла α между лучом зрения и нормалью к поверхности звезды. Угол α максимален на краю звёздного диска, где и наблюдается наибольшее потемнение. П. к к. хорошо заметно на солнечном диске, поверхностная яркость к-рого на краю составляет в видимом свете лишь ок. 40% от яркости в центре диска. Степень П. к к. зависит от градиента темп-ры, характера рассеяния излучения и непрозрачности вещества звёздной атмосферы. Поэтому для данной длины волны П. к к. усиливается при переходе от звёзд раннего к звёздам позднего *спектрального класса* (с ростом градиента темп-ры), а для данного спектр. класса П. к к. усиливается при переходе от длинноволнового конца спектра к коротковолновому.

П. к к. может изучаться не только у Солнца, но и у звёзд, входящих в затменные двойные системы. Влияние П. к к. на кривые блеска затменных переменных весьма слабо, поэтому эффект потемнения удаётся надёжно определить лишь у разделённых затменных переменных (когда звёзды мало искажают форму друг друга и их можно считать шарообразными).

Определив из наблюдений закон потемнения, можно пытаться решать обратную задачу — найти распределение температуры и плотности в атмосфере звезды. Такая задача решается для Солнца, где П. к к. измеряют с хорошей точностью.

Оценка П. к к. имеет большое значение при интерпретации оптич. кривых блеска рентг. источников в двойных системах. Амплитуда и форма кривых оптич. переменности этих систем, к-рые используются при определении масс релятивистских объектов — рентг. источников, существенно определяются законом П. к к. оптич. компонентов этих систем.

А. М. Черепанчук.
ПОТОК ИЗЛУЧЕНИЯ — количество электро-магнитной энергии в единич-

ном интервале частот F_ν , протекающей через единичную площадку за единицу времени. Единица измерения — эрг/(см²·с·Гц), Вт/(см²·Гц), *янский*. Иногда используют интегральный (проинтегрированный по всем частотам) П. и. $F = \int F_\nu d\nu$, а F_ν наз. спектр. плотностью потока излучения. Ед. измерения интегрального потока — эрг/(см²·с), Вт/м². Кроме того, термин «П. и.» часто используется для характеристики суммарного потока электромагнитного излучения через заданную поверхность.

Количество эл.-магн. энергии $d\mathcal{E}_\nu$ в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$, падающее в телесном угле $d\Omega$ вдоль некоего направления за время dt на площадку ds , расположенную перпендикулярно к этому направлению, характеризуется интенсивностью излучения I_ν :

$$d\mathcal{E}_\nu = I_\nu ds d\nu d\Omega dt.$$

Поток F_ν связан с I_ν соотношением:

$$F_\nu = \int_{4\pi} I_\nu \cos\theta d\Omega, \quad (1)$$

где θ — угол между нормалью к площадке в данной точке и направлением распространения излучения. Часть выражения (1), соответствующая интегралу по направлениям, находящимся по одну сторону от площадки, наз. *освещённостью* E_ν в единичном интервале частот. П. и. есть разность освещённостей двух сторон единичной площадки. В поле равновесного излучения П. и. через любую поверхность равен нулю. Суммарный поток излучения от стационарного источника через охватывающую его замкнутую поверхность не зависит от её формы и характеризует мощность излучения источника. Мощность излучения космич. источников наз. *светимостью*.

ПРАЦИ ЭФФЕКТ — явление разлёта звёзд, образующих двойную систему, в результате потери значит. доли массы при взрыве одной из них (см. *Двойные звёзды*). Выброшенное при взрыве вещество разлетается за пределы системы и перестаёт гравитационно влиять на движение её компонентов. Сохранившейся в системе массы может не хватить для удержания звёзд на их первоначальных орбитах. Двойная система перестаёт существовать при условии $\Delta M/M > r/2a$, если потеря массы происходит за время, много меньшее периода обращения звёзд системы (здесь ΔM — масса, выбрасываемая при

взрыве, M — суммарная масса системы, a — большая полуось орбиты, r — расстояние от центра масс в момент взрыва). Для круговых орбит $r/2a = 1/2$. Скорость движения звёзд после взрыва по отношению к первоначальному центру масс системы составляет значит. долю от скорости их орбитального движения и может достигать значения нескольких км/с. Приведённые выше ф-лы получены в предположении, что выброс вещества не направлен. При существенно асимметричном сбросе даже сравнительно малой массы с большой скоростью возможно разрушение двойной системы.

П. э. привлекается для объяснения существования группы т. н. *убегающих звёзд спектральных классов О—В* с аномально высокими пространств. скоростями, а также одиночных *пульсаров* с большими скоростями.

ПРОЗРАЧНОСТЬ ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЫ. Земная атмосфера прозрачна почти полностью для падающего извне излучения лишь в двух сравнительно узких окнах: оптическом — в диапазоне длин волн λ от 0,3 мкм (3000 Å) до 1,5—2 мкм (область до 8 мкм состоит из ряда узких полос пропускания) и в радиодиапазоне — для волн длиной от 1 мм до 15—30 м.

Непрозрачность атмосферы для всех др. длин волн определяется поглощением и рассеянием излучения на молекулах и атомах, а также отражением радиоволн от электронов ионосферы.

В УФ-области спектра, т. е. в случае волн короче 3000 Å, излучение поглощается в основном слоем озона (O_3), расположенного на высотах 20—60 км с максимумом концентрации на высоте ок. 27 км ($3 \cdot 10^{12}$ молекул/см³, что соответствует относительной концентрации $3 \cdot 10^{-6}$). Количество озона на луче зрения составляет примерно $8 \cdot 10^{18}$ молекул/см². Поглощение озоном доминирует вплоть до 1800 Å. В интервале длин волн от 1800 Å и примерно до 1000 Å поглощение определяется процессами ионизации и диссоциации молекул кислорода, содержание к-рого вследствие диффузионного разделения и диссоциации уменьшается с высотой и становится исчезающе малым на высотах св. 150 км. В области длин волн короче 1000 Å поглощение связано с процессами ионизации молекулярного азота и атомарного кислорода, однако

уменьшение их концентрации с высотой приводит к тому, что атмосфера выше 150 км делается полностью прозрачной на всех длинах волн УФ-диапазона.

и 20 мкм. Поглощение в этой области спектра определяется молекулами CO_2 и H_2O . Первое, длинноволновое, окно прозрачности простирается от 8 до

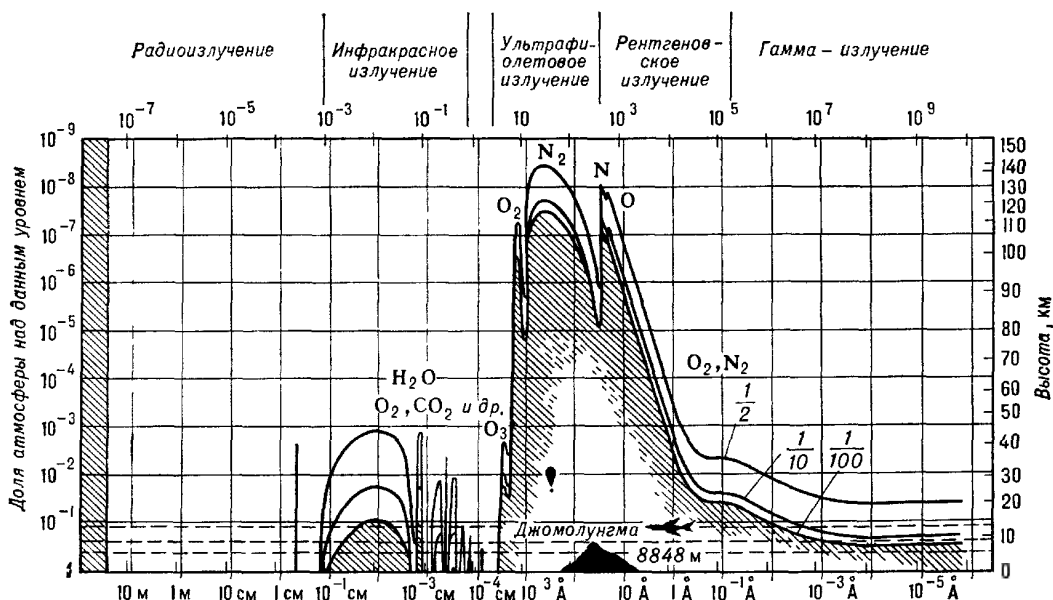


Рис. 1. Высота, до которой проникает излучение данной длины волны в диапазоне от длинных радиоволн и до гамма-излучения. Приведены кривые высот, до которых доходит 50, 10 и 1% падающего излучения.

На больших высотах поглощение может быть заметно лишь в отдельных спектр. линиях, напр. в линии атомарного водорода $L\alpha$ ($\lambda = 1215,7 \text{ Å}$) и др. линий обильных элементов земной атмосферы. В отдельных областях УФ-диапазона небольшую роль играет поглощение водяным паром, однако выше 15—20 км его практически нет.

В рентг. и гамма-диапазоне поглощение зависит от количества вещества (г/см^2), расположенного выше данного уровня атмосферы и, начиная с 30—40 км, атмосфера Земли становится практически прозрачной для фотонов с энергией, превышающей 20 кэВ (т. е. для длин волн короче $0,5 \text{ Å}$). До поверхности Земли первичные космич. лучи, рентгеновские и гамма-излучение не проникают.

В ближнем ИК-диапазоне длин волн (короче 5,5 мкм) имеется неск. окон прозрачности и зависимость пропускания атмосферы от длины волны имеет весьма сложный вид. В более длинноволновом диапазоне расположено лишь два окна прозрачности с центрами на 10

13,5 мкм. В длинноволновой части этого интервала расположены крылья полосы поглощения молекулы CO_2 с центром ок. 15 мкм. В полосе 8—13 мкм прозрачность достигает 50—80%. В области длин волн 9,3—10 мкм расположена слабая полоса поглощения озона. Второе окно прозрачности с центром примерно на 20 мкм простирается от 16 и до 26 мкм. Поглощение в нем определяется парами воды и CO_2 .

В области субмиллиметровых длин волн ($\lambda > 100 \text{ мкм}$) поглощение определяется молекулами H_2O , CO_2 и O_2 . Т. к. содержание H_2O резко уменьшается с высотой, что связано с падением темп-ры в тропосфере, ИК-область спектра в значит. степени доступна наблюдениям с аэростатов и высотных самолётов. В этой области спектра кроме поглощения излучения атмосферой существенно и собственное излучение атмосферы, что особенно важно при исследованиях фонового излучения Вселенной.

В видимой части спектра при наблюдениях вблизи зенита с уровня моря

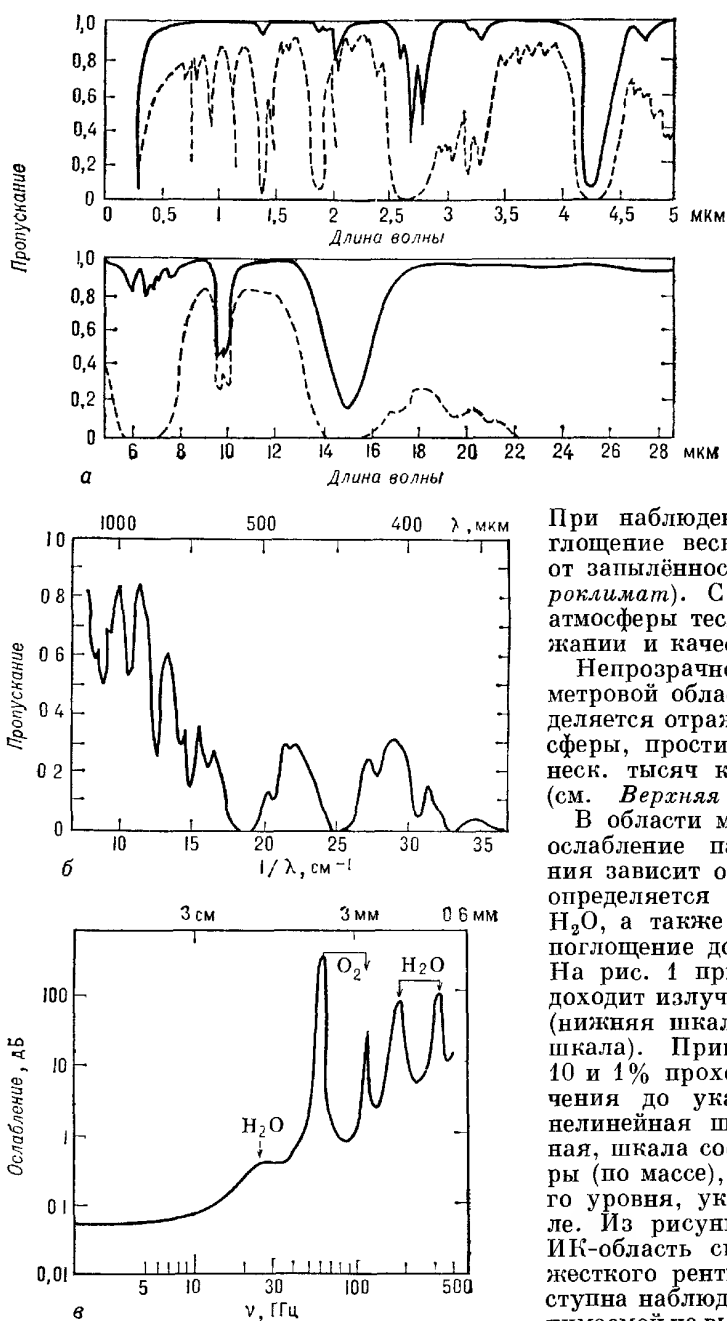


Рис. 2. Ослабление земной атмосферой падающего излучения (полное пропускание соответствует 1): а) в области длин волн короче 30 мкм для уровня моря и для высоты 4200 м над уровнем моря; б) субмиллиметровой области спектра от 300 мкм и до 1 мм; в) для коротковолнового радиоизлучения в диапазоне длин волн от 0,6 мм и до 10 см (ослабление выражено в дБ).

поглощение при идеальном состоянии атмосферы равно $0,21^m$ для визуальной части спектра (система *V*, см. *Астрофотометрия*) и $0,34^m$ для синей части спектра (система *B*). При наблюдениях светил, находящихся над горизонтом выше $10-20^\circ$, поглощение пропорционально $\sec Z$, где Z — угловое расстояние светила от зенита (зенитное расстояние). Величина $\sec Z$ примерно пропорциональна воздушной массе, т. е. количеству вещества атмосферы на луче зрения.

При наблюдениях с уровня моря поглощение весьма существенно зависит от запылённости атмосферы (см. *Астроклимат*). С проблемой прозрачности атмосферы тесно связан вопрос о дрожании и качестве изображения.

Непрозрачность атмосферы в декаметровой области радиодиапазона определяется отражением радиоволн от ионосферы, простирающейся от 90 км и до неск. тысяч км от поверхности Земли (см. *Верхняя атмосфера Земли*).

В области миллиметровых длин волн ослабление падающего извне излучения зависит от влажности атмосферы и определяется полосами поглощения H_2O , а также O_2 . В отдельных полосах поглощение достигает 100 децибел (дБ). На рис. 1 приведена высота, до которой доходит излучение данной длины волны (нижняя шкала) или энергии (верхняя шкала). Приведены кривые для 50, 10 и 1% прохождения падающего излучения до указанной высоты (правая нелинейная шкала). Левая, равномерная, шкала соответствует доле атмосферы (по массе), остающейся выше данного уровня, указанного на правой шкале. Из рисунка видно, что почти вся ИК-область спектра, а также область жесткого рентг. и гамма-излучения доступна наблюдениям с аппаратурой, поднимаемой на высотных аэростатах и самолётах выше 20—30 км (рис. 2). Наблюдения же в УФ-области спектра и в рентг. диапазоне могут вестись лишь при помощи аппаратуры, вынесенной за пределы атмосферы на высотных ракетах или ИСЗ (см. *Внеатмосферная астрономия*).

В. Г. Курт.

ПРОИСХОЖДЕНИЕ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ (планетная космогония)

Содержание:

1. Введение	508
2. Развитие планетной космогонии	508
3. Современное состояние планетной космогонии:	
Образование Солнца и прото-планетного облака	511
Процесс образования планет и их спутников	512
Начальное состояние и эволюция Земли	516

1. Введение

Солнечная система состоит из центральной звезды *Солнца* и окружающего его множества небольших спутников — *планет*, *астероидов* (малых планет), *комет*, *метеоритов* и бесчисленных мелких метеорных частиц и пылинок. Девять планет явл. главными спутниками Солнца, но и у них суммарная масса в 743 раза меньше $M_{\odot}$. Суммарная же масса всех остальных малых тел Солнечной системы, включая облако комет, составляет $\sim 10^{-5} M_{\odot}$.

Поскольку Солнце явл. одной из *звёзд*, вопросы его происхождения и развития рассматриваются теорией *эволюции звёзд*, а в изучении происхождения Солнечной системы наиболее интересен вопрос об образовании планет, в частности Земли. Выяснение происхождения и развития Земли имеет большое принципиальное и практич. значение.

Предпринимаются попытки поиска планетных систем у ближайших к нам звёзд (см. *Невидимые спутники звёзд*). В согласии с совр. представлениями о *звездообразовании* звёзды с планетными системами могли бы составлять промежуточный класс между одиночными и двойными звёздами. Не исключено, что строение планетных систем и способы их формирования могут быть весьма различными. Строение Солнечной системы обладает рядом закономерностей, указывающих на совместное образование всех планет и Солнца в едином процессе.

Таковыми закономерностями являются: движение всех планет в одном направлении по эллиптич. орбитам, лежащим почти в одной плоскости; вращение Солнца в том же направлении вокруг оси, близкой к перпендикуляру относительно центральной плоскости планет-

ной системы; вращение в том же направлении большинства планет (за исключением Венеры, к-рая очень медленно вращается в обратном направлении, и Урана, к-рый вращается как бы лёжа на боку); обращение в том же направлении большинства спутников планет; закономерное возрастание расстояний планет от Солнца; деление планет на родственные группы, отличающиеся по массе, хим. составу и количеству спутников (группа близких к Солнцу планет земного типа и далёкие от Солнца планеты-гиганты, также подразделяющиеся на две группы); наличие пояса малых планет между орбитами Марса и Юпитера.

2. Развитие планетной космогонии

В 1775 г. нем. учёный И. Кант пытался объяснить единообразный характер движения планет формированием их из рассеянного вещества (пылевого облака), простирающегося до границ совр. планетной системы и вращавшегося вокруг Солнца.

В 1796 г. франц. учёный П. Лаплас выдвинул гипотезу об образовании Солнца и всей Солнечной системы из сжимающейся газовой туманности. Согласно Лапласу, часть газового вещества отделилась от центрального сгустка под действием возросшей при сжатии центробежной силы, что следует из закона сохранения момента количества движения. Это вещество послужило материалом для образования планет. И Кант, и Лаплас рассматривали образование планет из рассеянного вещества, и поэтому часто говорят о единой гипотезе Канта — Лапласа. Гипотеза Лапласа долгое время владела умами учёных, но трудности, с к-рыми она встретилась, в частности при объяснении медленности совр. вращения Солнца, заставили астрономов обратиться к др. гипотезам. В конце 19 в. появилась гипотеза амер. учёных Ф. Мультона и Т. Чемберлена об образовании планет из мелких твёрдых частиц, названных ими планетезималями. Они ошибочно считали, что обращающиеся вокруг Солнца планетезимали могли возникнуть путём застывания вещества, выброшенного Солнцем в виде огромных протуберанцев. (Такое образование планетезималей противоречит закону сохранения момента количества движения.) В то же время в планетезимальной гипотезе были правильно обрисованы многие черты процесса об-

разования планет. В 20—30-х гг. 20 в. широкой известностью пользовалась гипотеза англ. астронома Дж. Джинса, считавшего, что планеты образовались из вещества, вырванного из Солнца притяжением пролетевшей поблизости звезды. Однако в конце 30-х гг. выяснилось, что гипотеза Джинса не способна объяснить огромные размеры планетной системы. Чтобы вырвать вещество из Солнца, звезда должна была пролететь очень близко от него, а в таком случае это вещество и возникшие из него планеты должны были бы кружиться в непосредств. соседстве с Солнцем. Кроме того, вырванное вещество было бы весьма горячим, поэтому оно скорее рассеялось бы в пространстве, чем собралось в планеты. После крушения гипотезы Джинса планетная космогония вернулась к классич. идеям Канта и Лапласа об образовании планет из рассеянного вещества.

В 1943 г. О. Ю. Шмидт выдвинул идею об аккумуляции планет из роя холодных тел и частиц, к-рый, по его представлениям, был захвачен Солнцем. В отличие от предшествующих космогонич. гипотез, рассматривавших образование планет из раскалённых газовых сгустков, согласно гипотезе Шмидта, Земля образовалась из холодных твёрдых тел и сначала была относительно холодной.

Шмидт считал, что вопросы происхождения допланетного облака, образования планет и их эволюции могут рассматриваться в нек-рой степени независимо. Работами Шмидта и ряда др. советских учёных (Л. Э. Гуревича, А. И. Лебединского, Б. Ю. Левина, В. С. Сафронова) выяснены осн. черты эволюции протопланетного облака и процесса формирования планет.

Весь процесс можно условно разделить на два этапа. На первом этапе из пылевого компонента облака образовалось множество «промежуточных» тел размером в сотни км. Этот процесс мог идти следующим путём. Во вращающемся газовой-пылевом облаке пыль под действием гравитации опускалась к центральной плоскости, что вело к образованию пылевого субдиска; при достижении в пылевом слое критич. плотности в результате гравитационной неустойчивости субдиск распался на множество пылевых сгущений; столкновения сгущений вызывали объединение и сжатие большинства из них и образование компактных тел астероидных раз-

меров. На втором этапе из роя «промежуточных» тел и их обломков аккумуляровались планеты. Сперва тела двигались по круговым орбитам в плоскости породившего их пылевого слоя. Они росли, сливаясь друг с другом и вычерпывая окружающее рассеянное вещество — остатки «первичной» пыли и обломки, образовавшиеся в процессе столкновений «промежуточных» тел с большой относит. скоростью. Гравитац. взаимодействие «промежуточных» тел, усиливавшееся по мере их роста, постепенно изменяло их орбиты, увеличивая ср. эксцентриситет и ср. наклон к центральной плоскости диска. Те из тел, к-рые вырывались вперёд в процессе роста, оказались зародышами будущих планет. При объединении многих тел в планеты произошло усреднение индивидуальных св-в движения отдельных тел, и поэтому орбиты планет получились почти круговыми и копланарными. Самые крупные планеты — Юпитер и Сатурн — на осн. стадии аккумуляции вбирали в себя не только твёрдые тела, но и газы. Анализ процесса аккумуляции планет из роя твёрдых тел позволил Шмидту и его последователям указать путь к объяснению прямого вращения планет и закона планетных расстояний.

Одним из главных экспериментальных доводов в пользу образования планет земной группы не из газовых или газовой-пылевых сгустков, а путём аккумуляции твёрдого вещества явл. большой дефицит на Земле, а также на Венере и Марсе тяжёлых инертных газов Ne, Ar (за исключением радиогенного изотопа ^{40}Ar), Kr и Xe по сравнению с их солнечным и космич. обилием.

Изучение процесса аккумуляции планет земной группы показало, что практически всё твёрдое вещество из зоны формирования этих планет вошло в их состав и только ничтожно малая доля была выброшена из этой зоны гравитац. возмущениями растущих планет. Количество твёрдого вещества, выброшенного из зоны планет-гигантов, было больше, но не превышало массу самих планет. Это явл. веским доводом в пользу того, что общая масса протопланетного облака составляла всего неск. % от $M_{\odot}$.

Особой проблемой, служившей пробным камнем для многих космогонич. гипотез, оставалась проблема распределения момента количества движения в Солнечной системе: хотя масса планет

составляет менее 1% массы Солнца, в их орбитальном движении заключено более 98% общего момента количества движения всей Солнечной системы.

В 60-х гг. 20 в. появились первые приближённые количеств. теории совместного образования Солнца и протопланетного облака (Ф. Хойл, Великобритания, 1960 г.; А. Камерон, США, 1962 г.; Э. Шацман, Франция, 1967 г.). В этих теориях в той или иной форме рассматривалось отделение вещества от сжимающегося протосолнца вследствие наступления у него ротац. неустойчивости (при уравнивании на экваторе центробеж. силы и силы притяжения).

Хойл и Шацман стремились показать расчётами, что протопланетное облако имело минимально допустимую массу. Для объяснения распределения момента количества движения между Солнцем и планетами Хойл использовал интересную идею шведского астрофизика Х. Альвена о возможности магн. сцепления вращающегося Солнца и ионизов. вещества протопланетного облака, благодаря к-рому Солнце может передать момент близлежащим частям протопланетного облака. На больших расстояниях, где магн. поле ослаблено, перенос вещества и момента осуществлялся, по его мнению, с помощью *турбулентности*. Эти идеи используются и в современных моделях образования Солнечной системы.

Медленность вращения совр. Солнца Шацман объяснял потерей нек-рой части вещества с поверхности Солнца, происшедшей уже после превращения протосолнца в Солнце. Улетающее ионизов. вещество вплоть до больших расстояний продолжает взаимодействовать с магн. полем вращающегося Солнца и приобретает значит. момент количества движения, к-рый и уносит с собой. Это объяснение медленности вращения Солнца считается наиболее вероятным.

Камерон в своих работах 60-х гг. предполагал, что Солнечная система возникла в результате сжатия (коллапса) межзвёздного облака с массой $\approx 2M_{\odot}$, и развивал теорию эволюции такого облака, обходя молчаливо встречающиеся трудности. Массивное протопланетное облако, отделившееся от протосолнца, должно было дополнительно разогреться в результате выделения *гравитационной энергии* при его сжатии к центральной плоскости. При этом всё вещество облака должно было перейти в

газовую фазу. По мере последующего остывания протопланетного облака в нём должна была происходить конденсация сначала наименее летучих, т. е. наиболее тугоплавких, веществ, а затем всё более летучих. В более поздних работах Камерон рассматривал протопланетное облако умеренной массы, для к-рого начальная темп-ра в зоне формирования планет земной группы и метеоритов должна была составлять всего неск. сотен °C. В наиболее вероятном случае облака малой массы темп-ра должна быть ещё ниже. Следствия, вытекающие из этих представлений, были подвергнуты проверке при анализе вещества метеоритов.

Начиная с 70-х гг. 20 в. лабораторные анализы метеоритов, к-рые на протяжении всей своей истории не подвергались сильному нагреву, указывали на присутствие в них вещества, напоминающего, по-видимому, *межзвёздную пыль*. Его присутствие в количестве хотя бы неск. % теперь уже не вызывает сомнений. Согласно Д. Клейтону (США, 1978 г.), почти вся пыль в первичном протопланетном облаке имела межзвёздное происхождение.

Определения изотопного состава земных образцов и метеоритов, а также лунных образцов показали его высокую однородность (за исключением следов фракционирования изотопов при образовании отдельных образцов). Это указывает на хорошую перемешанность осн. массы протопланетного вещества. Однако ряд обнаруженных изотопных аномалий в нек-рых метеоритах свидетельствует о том, что в протопланетном облаке присутствовали порции вещества, не перемешанные с осн. массой вещества. По-видимому, в протопланетном облаке не было полного испарения межзвёздной пыли, при к-ром различия изотопного состава были бы сглажены. Ещё в 1960 г. исследования изотопного состава Хе из метеоритов выявили присутствие в нём дочернего продукта распада — короткоживущего радиоактивного изотопа ^{129}I , а в 1965 г. — продуктов распада ^{244}Pu (периоды полураспада $1,6 \cdot 10^7$ и $8,3 \cdot 10^7$ лет соответственно). Присутствие газообразных химических инертных продуктов распада показывает, что через нек-рое время после нуклеосинтеза этих изотопов образовалась твёрдая фаза, где и произошёл распад сохранившейся части этих изотопов. Одним из важнейших процессов нуклео-

синтеза и единственным процессом синтеза Рн явл. взрывы *сверхновых звезд*. Возникло естеств. предположение, что незадолго до начала сжатия межзвёздного газово-пылевого облака, приведшего к образованию протосолнца с протопланетным диском, неподалёку произошёл взрыв сверхновой, инжектировавший в облако свежие продукты нуклеосинтеза. Присутствие в метеоритах продуктов распада изотопов ^{129}I и ^{244}Pu интерпретировалось как указание на то, что между взрывом сверхновой и образованием твёрдого метеоритного вещества прошло всего неск. периодов полураспада, т. е. время $\sim 10^7$ — 10^8 лет. Этот промежуток времени, названный интервалом формирования, был сокращён до 10^6 — 10^7 лет, когда удалось выявить в ряде метеоритов присутствие продуктов распада ещё более короткоживущих изотопов — ^{26}Al и ^{107}Pd (периоды полураспада $7,3 \cdot 10^5$ и $6,5 \cdot 10^6$ лет).

Если исходить из идеи о сохранении межзвёздных пылинок, понятие «интервал формирования» теряет свои первоначальный смысл. Конденсация твёрдого вещества и образование пылинок начинаются ещё на стадии разлёта продуктов взрыва сверхновой, и количество продуктов распада короткоживущих изотопов, присутствующих в метеоритном веществе, зависит от доли свежей пыли, инжектированной в межзвёздное облако либо перед его сжатием (коллапсом), либо в уже сформировавшееся допланетное облако. Камерон и С. Труран (США, 1970 г.) предположили, что взрыв близко расположенной сверхновой не только инжектировал свежее вещество в протосолнечную туманность, но и содействовал её сжатию.

Достижения астрофизики и планетологии в 70-х гг. 20 в.: первые расчёты коллапса, учитывающие вращение сжимающихся протозвёзд; исследования областей совр. звездообразования в Галактике; снимки поверхностью планет Солнечной системы и их спутников, избилующих ударными кратерами, — наглядно свидетельствуют о правильности общих основ совр. теории формирования планет.

Наряду с исследованиями, определяющими генеральную линию развития планетной космогонии, существуют представления, не пользующиеся широким признанием. Так, Альвен разрабатывает с 40-х гг. 20 в. гипотезу о том, что

образование планетной системы на всех этапах определялось в основном эл.-магн. силами. Для этого молодое Солнце должно было обладать очень сильным магн. полем, в тысячи раз более сильным, чем современное. Газы межзвёздного облака, падавшего к Солнцу под действием его притяжения, постепенно ионизовались и по мере ускорения своего падения под влиянием магн. поля Солнца переходили от падения к обращению вокруг Солнца. Первыми на больших расстояниях от Солнца должны были ионизоваться металлы и др. вещества, обладающие низкими потенциалами ионизации, а последним ближе всего к Солнцу должен был ионизоваться водород. Хим. состав планет даёт обратную картину распределения водорода и более тяжёлых элементов. Вследствие этого и искусственности ряда др. предположений гипотеза Альвена почти не имеет сторонников.

Англ. учёный М. Вульфсон в 60-х — 70-х гг. 20 в. пытался развивать гипотезу, согласно к-рой приобретение Солнцем протопланетного вещества объяснялось сочетанием приливного воздействия и захвата: Солнце захватило сгустки вещества, вырванного его притяжением из пролетающей мимо разреженной протозвезды. Как и гипотеза Джинса, эта схема имеет много слабых мест и не пользуется популярностью.

3. Современное состояние планетной космогонии

Образование Солнца и протопланетного облака. Данные, накопленные астрофизикой, говорят о том, что звёзды, в т. ч. и звёзды солнечного типа, образуются в газово-пылевых комплексах с массой $\gtrsim 10^3 M_{\odot}$. Примером такого комплекса явл. известная туманность Ориона, где звёзды продолжают образовываться. По-видимому, и Солнце образовалось с группой звёзд в ходе сложного процесса сжатия и фрагментации подобной массивной туманности.

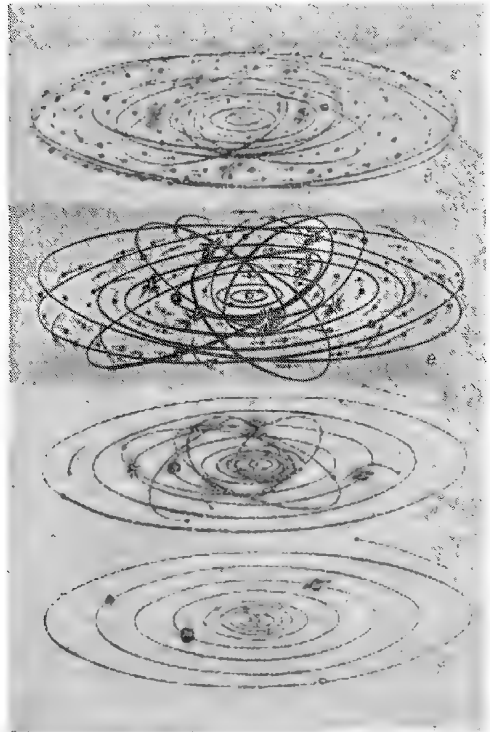
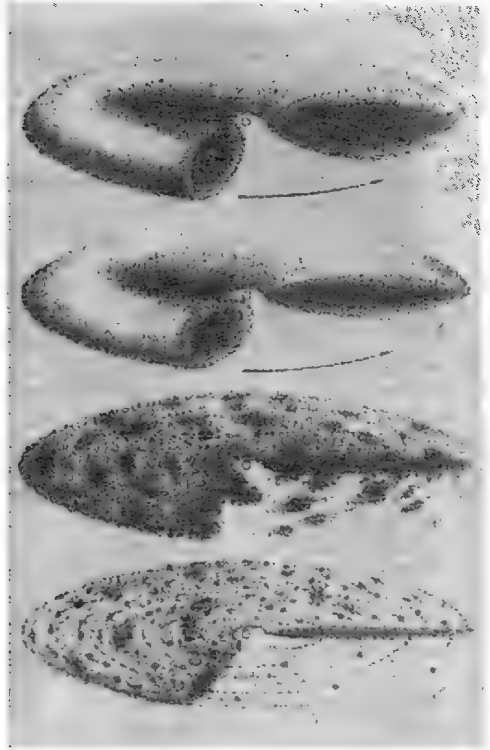
Начавшее сжиматься массивное облако, участвующее в общем вращении Галактики, не может сжаться до высокой плотности из-за большого момента вращения. Поэтому оно стремится распасться на отдельные фрагменты. Часть момента вращения при этом переходит в момент относительного движения фрагментов. Процесс последовательной фрагментации, сопровождаемый беспорядочными (турбулентными)

движениями, ударными волнами, запутыванием магн. полей, приливным взаимодействием фрагментов, сложен и понят далеко не достаточно. Однако эволюция изолированного фрагмента, имеющего массу $\approx 1M_{\odot}$ и обладающего не слишком большим начальным моментом вращения K ($\leq 10^{53}$ г·см²/с), уже может быть прослежена путем расчетов на ЭВМ. Расчеты показывают, что при большем моменте вращения вместо протозвезды может возникнуть неустойчивое кольцо, разбивающееся на фрагменты. Таким путем, возможно, формируются кратные звезды. При много меньшем значении K более вероятно образование одиночной звезды. В 80-е гг. 20 в. появились детальные расчеты по образованию около сжимающейся протозвезды (Солнца) уплощенного газово-пылевого диска. В экваториальной области сжимающейся протозвезды должна существовать область с интенсивным перераспределением момента вращения. В случае эффективной турбулентности, вызванной продолжающейся аккрецией газа, все новые порции вещества с избыточным моментом выносятся наружу, образуя вращающийся газово-пылевой диск. Часть вещества из сжимающейся оболочки аккрецирует непосредственно на диск. Не исключено, что в зависимости от начальных условий в туманности, влияния соседних фрагментов, а также вспыхивающих поблизости новых и сверхновых звезд массы и размеры образующихся дисков могут варьировать в широких пределах. Важную роль в ранней эволюции таких дисков играет активность молодой звезды — ее излучение в рентг и УФ-диапазонах, общая светимость и интенсивность *звездного ветра*. Имеются данные, что рентг и УФ-излучение молодых звезд солнечной массы может на порядок превышать интенсивность коротковолнового излучения совр. Солнца. С использованием уравнений гидродинамики были построены модели околосолнечного газово-пылевого диска, вращающегося вокруг такого активного Солнца. Согласно этим моделям, темп-ра в центральной плоскости диска падает с расстоянием от Солнца как $r^{-1} - r^{-1/2}$, составляя 300—400 К на расстоянии $r = 1$ а.е. и лишь десятки кельвинов на $r \approx 10-20$ а.е. Внеш. разреженные слои диска могли нагреваться коротковолновым излучением Солнца до очень высоких темп-р, что вело к потере газа (его рассеянию

в межзвездное пространство). Этому процессу способствовал также интенсивный солнечный ветер. Однако структуру внутренних, более холодных областей диска хорошо отражает модель, положенная в основу исследований Шмидта и его сотрудников.

Процесс образования планет и их спутников. При моделировании отдельных стадий эволюции протопланетного облака и образования планет (рис.) большое внимание уделяется начальной стадии — опусканию пылинок в центральной плоскости диска и их слипанию в условиях допланетного облака. От быстроты роста пылинок зависит время их опускания и образования уплощенного пылевого диска. Последующий распад пылевого субдиска, образование пылевых сгущений и их превращение в рой компактных тел астероидных размеров с космогонич. точки зрения был весьма быстрым ($< 10^6$ лет). Следующий этап — аккумуляция планет из роя «промежуточных» тел и их обломков — занял гораздо больше времени. При исследовании этого этапа все шире используется моделирование на ЭВМ. Результаты расчетов наглядно продемонстрировали зависимость конечного числа планет от массы вещества в допланетном облаке. С. Доул (США) нашел, что при массе облака $m > 0,15M_{\odot}$ аккумулялирующиеся тела сливаются в единый звездообразный спутник Солнца. Это явл. еще одним подтверждением правильности модели маломассивного допланетного облака. Численное моделирование в принципе позволяет определять одновременно распределение масс и распределение скоростей допланетных тел. Однако сложность учета гравитац. взаимодействия многих тел долгое время не позволяла получать надежные результаты. Недавно Дж. Везерил (США) проделал весьма трудоемкие расчеты динамики роя тел в «зоне питания» планет земной группы, к-рые подтвердили как характер распределения скоростей на заключит. этапе роста планет, так и время аккумуляции Земли ($\sim 10^8$ лет), оценивавшиеся ранее аналитич. методами. Процесс образования планет земной группы прослежен уже достаточно детально. Получаемые методом численного моделирования расстояния между планетами, их массы, периоды собств. вращения, наклоны осей удовлетворительно согласуются с наблюдениями.

Процесс образования планет-гигантов был более сложным, и многие его детали еще предстоит выяснить. Существуют две гипотезы о пути формирования Юпитера и Сатурна, содержащих много водорода и гелия (по своему составу они ближе к Солнцу, чем др. планеты). Первая гипотеза («контракции») объясняет «солнечный» состав планет гигантов тем, что в протопланетном диске большой массы образовались массивные газово-пылевые сгущения — протопланеты, которые затем в процессе гравитационного сжатия превратились в планеты гиганты. Эта гипотеза не объясняет удаления из Солнечной системы больших излишков вещества, не вошедшего в планеты, а также причин отличия состава Юпитера и Сатурна от солнечного (Сатурн содержит больше тяжелых химических элементов, чем Юпитер, который, в свою очередь, содержит их относительно больше, чем Солнце). Согласно второй гипотезе («аккреции»), образование Юпитера и Сатурна протекало в два этапа. На первом длившемся ок. $3 \cdot 10^7$ лет в области Юпитера и $2 \cdot 10^8$ лет в области Сатурна, происходила аккумуляция твердых тел таким же образом, как в области планет земной группы. Когда самые крупные тела достигли критической массы (ок. двух масс Земли) начался второй этап — аккреция газа на эти тела, длившийся не менее 10^6 — 10^7 лет. На первом этапе из области Юпитера диссипировала часть газа, и его состав оказался отличным от солнечного, еще больше это проявилось у Сатурна. На стадии аккреции наибольшая температура наружных слоев Юпитера достигала 5000 К, а у Сатурна — ок. 2000 К. Значит прогревание Юпитером своей окрестности определило силикатный состав его близких спутников. Согласно гипотезе контракции на ранней стадии планеты гиганты также имели высокие температуры, однако динамика процессов в рамках гипотезы аккреции более обоснована. Образование Урана и Нептуна, содержащих всего



Эволюция допланетного облака: а — опускание пыли к центральной плоскости, б — формирование пылевого субдиска, в — распад пылевого субдиска на пылевые сгущения, г — формирование из пылевых сгущений компактных тел, д — эволюция роя тел, сопровождающаяся столкновениями, дроблением и объединением тел, е — формирование зародышей планет, ж — диссипация газа из облака и его аккреция на Юпитер и Сатурн, з — современная планетная система (По Б. Ю. Левину, 1964)

10—20% H и He, также лучше объясняется второй гипотезой. К моменту достижения ими критич. массы (за время $\sim 10^9$ лет) большая часть газа уже покинула Солнечную систему.

Малые тела Солнечной системы — астероиды и кометы — представляют собой остатки роя «промежуточных» тел. Астероиды — это каменные тела внутри околосолнечной зоны, кометы — каменно-ледяные тела зоны планет-гигантов. Массы планет-гигантов ещё до завершения их роста стали столь большими, что своим притяжением начали очень сильно изменять орбиты пролетающих мимо них малых тел. В результате некие из них приобрели очень вытянутые орбиты, в т. ч. и орбиты, уходящие далеко за пределы планетной системы. На тела, удалявшиеся дальше 20—30 тыс. а. е. от Солнца, заметное гравитац. воздействие оказывали ближайшие звёзды. В большинстве случаев воздействие звёзд приводило к тому, что малые тела переставали заходить в область планетных орбит. Планетная система оказалась окружённой роем каменно-ледяных тел, простирающимся до расстояний в 10^5 а. е. (~ 1 пк) и являющимся источником ныне наблюдаемых комет. Существование кометного облака установил нидерландский астроном Я. Оорт (1950 г.). Влияние ближайших звёзд может иногда столь сильно возмутить орбиту каменно-ледяного тела, что оно уйдёт совсем из Солнечной системы, а иногда может перевести его на орбиту, проходящую в окрестности Солнца. Вблизи Солнца ледяные тела начинают испаряться под действием его лучей и становятся видимыми — возникает явление кометы.

Астероиды сохранились до нашего времени благодаря тому, что подавляющее большинство их движется в широком промежутке между орбитами Марса и Юпитера. Аналогичные каменные тела, некогда существовавшие во всей зоне планет земной группы, давно присоединились к этим планетам либо разрушились при взаимных столкновениях, либо были выброшены за пределы этой зоны благодаря гравитац. воздействию планет.

Крупнейшие из совр. астероидов — поперечником в 100 км и более — образовались ещё в эпоху формирования планетной системы, а средние и мелкие в большинстве своём явл. обломками

крупных астероидов, раздробившихся при столкновениях. Благодаря столкновениям астероидных тел непрерывно пополняется запас пылевого вещества в межпланетном пространстве. Др. источником мелких твёрдых частиц явл. распад комет при пролёте их вблизи Солнца.

Недра «первичных» крупных астероидов подвергались, по-видимому, разогреву примерно до 1000°C , что отразилось на составе и структуре их вещества. Мы знаем об этом благодаря тому, что на поверхность Земли выпадают мелкие обломки астероидов — метеориты, состав и физ. св-ва к-рых указывают, что они прошли стадии нагрева и дифференциации вещества. Причины разогрева астероидов до конца не ясны. Возможно, нагрев был связан с выделением теплоты при распаде короткоживущих радиоактивных изотопов; астероиды могли быть также нагреты взаимными столкновениями.

Некие метеориты представляют собой наилучшие из доступных нам образчиков «первичного» планетного вещества. По сравнению с земными горными породами они несравненно меньше изменены последующими физ.-хим. процессами. Возрасты метеоритов, определяемые по содержанию радиоактивных элементов и продуктов их распада, характеризуют в то же время возраст всей Солнечной системы. Он оказывается равным ок. 4,6 млрд. лет. Следовательно, длительность процесса формирования планет незначительна по сравнению с временем их дальнейшего существования.

Происхождение систем регулярных спутников планет, движущихся в направлении вращения планеты по почти круговым орбитам, лежащим в плоскости её экватора, авторы космогонич. гипотез обычно объясняют повторением в малом масштабе того же процесса, к-рый они предлагают для объяснения образования планет Солнечной системы. Системы регулярных спутников имеются у Юпитера, Сатурна и Урана, к-рые обладают также кольцами из мелких твёрдых частиц. У Нептуна нет регулярной системы спутников и, по-видимому, нет колец. Совр. планетная космогония объясняет образование регулярных спутников эволюцией протоспутниковых дискообразных роев частиц, возникших в результате неупругих столкновений вблизи данной пла-

неты планетезималей, двигавшихся по околосолнечным орбитам.

В системе регулярных спутников Юпитера имеется деление на две группы: силикатную и водно-силикатную. Различия в хим. составе спутников показывают, что молодой Юпитер был горячим (нагрев мог быть обусловлен выделением гравитац. энергии при аккреции газа). В системе спутников Сатурна, состоящих в основном из льда, нет деления на две группы, что связано с более низкой темп-рой в окрестностях Сатурна, при к-рой могла конденсироваться вода.

Происхождение иррегулярных спутников Юпитера, Сатурна и Нептуна, т. е. спутников, обладающих обратным движением, а также небольшого внеш. спутника Нептуна, обладающего прямым движением по вытянутой орбите, объясняют захватом.

У медленно вращающихся планет Меркурия и Венеры спутников нет. Они, по-видимому, испытали приливное торможение со стороны планеты и упали в конце концов на её поверхность. Действие приливного трения проявилось также в системах Земля — Луна и Плутон — Харон, где спутники, образуя с планетой двойную систему, всегда повернуты к планете одним и тем же полушарием.

Объяснение происхождения Луны потребовало детального исследования св-в околоземного роя частиц, существование к-рого поддерживалось в течение всего времени аккумуляции Земли неупругими столкновениями частиц в её окрестностях.

Образование роя достаточной массы возможно лишь за счёт многочисл. столкновений наиболее мелкой фракции межпланетных частиц. Динамика роя позволяет подойти к объяснению различий в хим. составе Луны и Земли, черпавших вещество из одной и той же зоны. Преимуществ. попадание в рой мелких частиц могло одновременно привести к обогащению роя силикатным веществом, т. к. именно каменные тела при столкновениях образуют мелкую пыль (в отличие от металлич. тел). На стадии мелкодисперсного вещества могли быть частично потеряны и летучие вещества, дефицит к-рых был обнаружен в лунных породах. Из спутникового роя могла образоваться система из неск. крупных спутников, орбиты к-рых с разной скоростью эволюционировали

под действием приливного трения и к-рые в конечном счёте объединились в одно тело — Луну. Анализ состава и определения возраста доставленных в 70-х гг. 20 в. на Землю лунных пород показал, что Луна ещё в ходе своего образования или вскоре после этого была разогрета и прошла магматич. дифференциацию, в результате к-рой сформировалась лунная кора. Изобилие крупных ударных кратеров на материковой части лунной поверхности показывает, что кора успела затвердеть ещё до того, как затухла интенсивная бомбардировка Луны сформировавшимися телами. Слияние Луны из неск. крупных тел (протолун) даёт быстрое нагревание до 1000 К её поверхностного слоя толщиной в сотни км, что лучше согласуется с ранней дифференциацией вещества Луны. При медленной аккумуляции Луны из мелких частиц выделившейся гравитац. энергии недостаточно для требуемого нагрева Луны. Альтернативные гипотезы нагрева Луны в результате распада короткоживущих радиоактивных изотопов и нагрева электрич. токами, индуцированными интенсивным солнечным ветром, требуют неприемлемо быстрого образования Луны на самом раннем этапе формирования Солнечной системы. Итак, наиболее вероятным представляется образование Луны на околоземной орбите, однако в литературе продолжают обсуждаться и маловероятные гипотезы захвата Землёй готовой Луны и отделения Луны от Земли.

Заметное различие ср. плотности планет земного типа связано, по-видимому, со значит. различием общего содержания Fe и содержания металлич. Fe. Высокая плотность Меркурия ($5,4 \text{ г/см}^3$) указывает на то, что он содержит до 60—70% металлич. никелистого железа, тогда как низкая плотность Луны ($3,34 \text{ г/см}^3$) указывает на отсутствие в ней значит. количеств металлич. железа (менее 10—15%). Содержание богатого железом сплава в Земле составляет ок. 32%, в Венере — ок. 28%.

В 70-е гг. 20 в., одновременно с развитием представлений о последовательной конденсации различных веществ в остывающем протопланетном облаке, появилась гипотеза неоднородной (гетерогенной) аккумуляции планет, согласно к-рой полная аккумуляция нелетучих веществ в несколько крупных тел — ядер будущих планет — успевала

произойти до заметного дальнейшего остывания облака и конденсации других, более летучих веществ. По этой гипотезе, формирующиеся планеты с самого начала оказываются слоистыми. В сочетании с предположением о конденсации сначала металлич. железа, а затем силикатов гипотеза гетерогенной аккумуляции объясняла возникновение железных ядер у Земли и Венеры. Однако она игнорировала надёжные астрофизич. оценки скорости остывания облака: остывание должно происходить несравненно быстрее, чем аккумуляция продуктов конденсации. Выдвигалась также гипотеза, что ядра Земли и Венеры состоят в основном из силикатов и окислов, перешедших под действием давления вышележащих слоёв в плотное металлич. состояние. В этом случае ядра Земли и Венеры содержали бы всего неск. % металлич. железа, т. е. приблизительно столько же, сколько ядро Луны, но меньше, чем ядро Марса (давление в недрах Марса и Луны заведомо слишком мало для перехода силикатов в металлич. состояние). Эксперименты по статич. сжатию вещества до давлений, близких к давлению в ядрах Земли и Венеры, пока не позволяют сделать определённого вывода о возможности таких фазовых переходов с достаточно большим скачком плотности.

По-видимому, образование ядер у планет земной группы произошло вследствие отделения богатого железом расплава от ферромагнетизальных силикатов. Физикохимия процесса отделения железного расплава и динамика опускания его к центру планеты изучены пока недостаточно. В работах, посвящённых анализу процесса расслоения первично однородных планет, наибольшее число расчётов проводится для Земли.

Начальное состояние и эволюция Земли. Земля росла из роя «промежуточных» тел, двигавшихся в широкой области между орбитами Венеры и Марса. Отличия в составе и плотности планетезималей были достаточно велики, на что указывает разность ср. плотностей этих планет. При падении тел на протоземлю они от удара разрушались, происходил нагрев вещества, сопровождавшийся дегазацией и дегидратацией. В результате перемешивания вещества при ударах хим. неоднородности частично сглаживались. Удары тел с размерами в десятки и более км приводили к накоплению существенной доли энергии на

большой глубине, что являлось осн. источником нагрева планеты. Дополнит. разогрев происходил вследствие распада радиоактивных элементов и сжатия вещества под увеличивающимся давлением вышележащих (нарастающих) слоёв. Согласно расчётам, центральная область Земли к концу её образования была нагрета до 1000—1500 К, что меньше темп-ры плавления пород на этих глубинах. (В недрах планеты темп-ра плавления увеличивается с глубиной вследствие роста давления.) На глубинах 50—2000 км темп-ра превосходила темп-ру плавления железа, однако в целом ещё дифференцированное вещество вряд ли находилось в жидком состоянии. Поверхность же Земли вследствие быстрой теплоотдачи имела достаточно низкую темп-ру, уже тогда допускавшую существование первичных водных бассейнов. По-видимому, уже на заключит. этапах аккумуляции Земли началась крупномасштабная дифференциация вещества — отделение и уход в нижние горизонты тяжёлых компонентов. Гравитац. энергия, выделявшаяся при расслоении Земли, в результате конвективных движений масс переносилась к поверхности Земли и содействовала её обновлению, о чём говорит отсутствие на земной поверхности древнейших пород, с возрастaми 3,8—4,5 млрд. лет. Не исключено, что разрушение первичной коры связано, как и у Луны, с поздней бомбардировкой падавшими телами. Наиболее лёгкие вещества всплывали («выдавливались») на поверхность, постепенно слагая наружный слой земного шара — земную кору. Это был длит. процесс (неск. млрд. лет), к-рый в разных местах земного шара протекал по-разному, что привело к образованию участков с толстой корой (материков) и участков с тонкой корой (океанич. впадин). Земная кора отличается и по составу, и по плотности от подстилающего её вещества мантии Земли. Плотность коры составляет 2,7—2,8 г/см³, а плотность верхней мантии (приведённая к нулевому давлению) ок. 3,3—3,5 г/см³. Скачок плотности на границе ядра превышает 4 г/см³. Плотность вещества ядра несколько меньше плотности Fe при этих давлениях, что указывает на присутствие в нём какой-то более лёгкой примеси.

Разогревание Земли сопровождалось выделением газов и водяных паров, содержащихся в небольшом количестве в земных каменных веществах. Про-

рвавшись на поверхность, водяные пары сконденсировались в воды морей и океанов, а газы образовали атмосферу, состав к-рой первоначально существенно отличался от современного. Состав совр. земной атмосферы в значит. мере обусловлен существованием на Земле жизни (биосферы). Нек-рую роль в образовании гидросферы и атмосферы, возможно, сыграли падавшие на Землю ледяные ядра комет.

Процесс хим. расщеления земных недр происходит и сейчас. Лёгкие расплавы в виде магмы поднимаются из мантии в кору. Они частично застревают и застывают внутри земной коры, а частично прорывают кору и в виде лавы изливаются наружу при вулканич. извержениях. Перемещения вещества в недрах Земли проявляются в виде подъёмов и опусканий больших участков поверхности, горизонтальных перемещений отдельных плит, на к-рые расчленена земная кора, в виде процессов вулканизма и горообразования, а также землетрясений.

Лит.: Шмидт О. Ю., Четыре лекции о теории происхождения Земли, 3 изд., М., 1957; Левин Б. Ю., Происхождение Земли и планет, 4 изд., М., 1964; Сафронов В. С., Эволюция допланетного облака и образование Земли и планет, М., 1969; Вуд Дж., Метеориты и происхождение солнечной системы, пер. с англ., М., 1971; Рускол Е. Л., Происхождение Луны, М., 1975; Альвен Х., Аррениус Г., Эволюция солнечной системы, пер. с англ., М., 1979; Спутники планет, пер. с англ., М., 1980; Протозвезды и планеты, пер. с англ., ч. 1—2, М., 1982.

Б. Ю. Левин, А. В. Витязев.

ПРОИСХОЖДЕНИЕ ХИМИЧЕСКИХ ЭЛЕМЕНТОВ. Задачей теории Ц. х. э. (нуклеосинтеза) явл. построение эволюционной картины формирования всего наблюдаемого в природе многообразия хим. элементов. Ключом к пониманию процесса ядерной эволюции вещества от первоначальной горячей плазмы элементарных частиц до совр. состояния служит относительная распространённость элементов и их изотопов в веществе наблюдаемой части Вселенной.

Совр. подход к объяснению осн. наблюдаемых закономерностей хим. и изотопного состава вещества Вселенной состоит в следующем.

Представляется наиболее вероятным, что изотопы всех элементов со значением массового числа $A \geq 12$ образуются в звёздах. Гелий, вероятно, уже содержался в протозвёздном веществе, из к-рого формировались первые звёзды

галактик, и за его образование ответственные реакции термоядерного синтеза на ранних стадиях расширения горячей Вселенной (см. *Космология*). Вполне удовлетворит. согласие наблюдаемой распространённости гелия со значением, предсказываемым в рамках модели горячей Вселенной, явл. веским аргументом в пользу такого предположения. Этот же механизм ответствен, скорее всего, и за образование наблюдаемых количеств изотопов ^2H , ^3He , а также нек-рой доли ^7Li .

Скорость образования элементов в Галактике была в прошлом существенно выше, чем на момент формирования Солнечной системы (4,6 млрд. лет назад), и осн. обогащение вещества Галактики элементами с $A > 4$ произошло 10—15 млрд. лет назад (см. *Космохронология ядерная*). Это заставляет предполагать, что среди первых поколений звёзд преобладали массивные звёзды, быстро заканчивавшие свою эволюцию выбросом значит. доли (или всего) переработанного в ядерных реакциях и обогащённого тяжёлыми элементами вещества в межзвёздное пространство, где оно входило в состав исходного материала для формирования следующих поколений звёзд.

Проблема образования лёгких элементов — Li, Be и B — решена пока не полностью. Эти элементы легко разрушаются в термоядерных реакциях, и поэтому их эффективное производство возможно только в неравновесных процессах. Считается, что они образуются гл. обр. при взаимодействии частиц галактич. космических лучей с веществом межзвёздного газа в реакциях скалывания (см. *Ядерная астрофизика*). Однако возникающие трудности в объяснении необычного изотопного состава Li и B (резко выраженное преобладание нечётных изотопов) указывают, скорее всего, на наличие дополнит. эффективного источника их образования. Наиболее вероятным кандидатом на эту роль явл. взрывы сверхновых звёзд, т. к. прохождение через сбрасываемую оболочку мощного потока нейтринного излучения от коллапсирующего ядра звезды, а также сильной ударной волны приводит к образованию заметных количеств именно нечётных изотопов лёгких элементов в веществе оболочки.

Большинство изотопов хим. элементов, начиная с углерода и вплоть до элементов района «железного пика»

(Fe, Ni и др.), образуются в условиях высоких темп-р в реакциях термоядерного синтеза, причём начальным этапом этой последовательности ядерных превращений служат процессы ${}^4\text{He} + {}^4\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{C} + \gamma$ и ${}^4\text{He} + {}^{12}\text{C} \rightarrow {}^{16}\text{O} + \gamma$, приводящие к эффективному увеличению кол-чества ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$ на гидростатически равновесных стадиях эволюции звезд. Наиболее благоприятные условия для образования Ne и всех более тяжёлых элементов этой группы реализуются, по видимому, при взрывном горении C, O и Si на заключительном, неравновесном этапе эволюции массивных звезд.

Наиболее распространенные изотопы элементов тяжелее железа сформировались, очевидно, в недрах массивных звезд в результате последоват. реакций захвата нейтронов. Ряд характерных особенностей хода кривой распространённости этих тяжёлых ядер указывает на то, что процесс их построения должен протекать достаточно эффективно как на сравнительно продолжительной равновесной стадии эволюции звезд в условиях малых интенсивностей потока нейтронов (s -процесс), так и в момент взрыва звезды при высокой интенсивности потока нейтронов (r -процесс).

Образование редких (с относительно низким содержанием нейтронов) изотопов тяжёлых элементов, к-рые не могли сформироваться в процессе последоват. присоединения нейтронов (откуда и термин *обойдённые ядра*), возможно только на последней, катастрофич. стадии эволюции массивных звезд либо под действием потока нейтринного излучения от коллапсирующего ядра звезды, либо в к.-л. др. неравновесных процессах.

Перечисленные механизмы образования каждой из осн. группы изотопов хим. элементов оказываются достаточно эффективными при физ. условиях, к-рые могут реализовываться в известных типах астрофизич. объектов и позволяють объяснить, по крайней мере в общих чертах, главные закономерности наблюдаемой распространённости хим. элементов. В этом смысле можно говорить о том, что осн. контуры картины П. х. э. уже намечены, в то время как построение последовательной и самосогласованной теории П. х. э. практически только начинается и требует решения ещё многих проблем космологии, теории строения и эволюции галактик и звезд, физики атомного ядра и элементарных частиц.

Лит.: Франк-Каменецкий Д. А., Ядерная астрофизика, М., 1967; Тейлер Р. Дж., Происхождение химических элементов, пер. с англ., М., 1975; Ядерная астрофизика, пер. с англ., М. (в печати).

Г. В. Домогацкий,
ПРОНИЦАЮЩАЯ СИЛА телескопа — предельная звездная величина ($m_{\text{пред}}$) точечных объектов (звезд), доступных наблюдениям (измерениям) с применением данного телескопа и данного метода наблюдений (см. *Оптическая астрономия*).

П. с. невооружённого глаза (при условии отличного зрения) составляет $m_{\text{пред}} \approx 6,5^m$. Если считать, что потери света в оптич. системе телескопа равны 40%, то П. с. телескопа при визуальных наблюдениях составит

$$m_{\text{пред}} = 7,1^m + 5 \lg D,$$

где D — диаметр объектива телескопа в см. В том случае, когда П. с. обусловлена фоном неба, П. с. зависит от применяемого увеличения H (ф-ла Боуэна):

$$m_{\text{пред}} = 5,5^m + 2,5 \lg D + 2,5 \lg H$$

(с ростом увеличения быстро уменьшается видимая поверхностная яркость ночного неба, это облегчает видимость слабых звезд).

В общем случае П. с. зависит: от диаметра объектива телескопа; углового размера изображения звезд; фона неба; квантового выхода приёмника излучения; времени накопления сигнала и др. факторов. При фотографич. наблюдениях существует предельно возможное время экспозиции t , зависящее от яркости ночного неба и светосилы телескопа. П. с., соответствующая этим предельным экспозициям, оказывается зависящей не от диаметра, а от фокального расстояния телескопа. Реально достигаемая П. с. при наблюдениях с большими телескопами составляет 24—25^m. В проектируемых космич. телескопах конца 80-х гг. 20 в. П. с. будет достигать 27—29^m.

Лит.: Баум У. А., Обнаружение и измерение слабых астрономических объектов, в кн.: Методы астрономии, пер. с англ., М., 1967; Щеглов Н. В., Проблемы оптической астрономии, М., 1980. А. В. Засов.

ПРОТОН — элементарная частица с единичным (в ед. e) положительным электрич. зарядом и спином $1/2$ (в ед. $\hbar$), ядро атома водорода. П. относится к классу адронов и входит в группу барионов; подчиняется статистике Ферми — Дирака. Масса покоя П. $m_p \approx 1,673 \cdot 10^{-24}$ г $\approx 1836 m_e$ ($m_p c^2 \approx 938,28$ МэВ). Магн. момент П. $\mu_p \approx$

$\approx 2,793 \mu_{\text{я}}$, где $\mu_{\text{я}} = e\hbar/(2m_{\text{пр}}) = 5,051 \times 10^{-24}$ эрг/Гс — ядерный магнетон.

Согласно кварковой модели адронов, П. состоит из трёх валентных кварков: двух u -кварков с электрич. зарядом $+\frac{2}{3}$ и одного d -кварка с зарядом $-\frac{1}{3}$.

При столкновениях двух свободных П. система в момент столкновения ведёт себя как неустойчивое ядро, в котором один из П. может, испустив позитрон и нейтрино, превратиться в нейтрон. В итоге из двух П. получается ядро тяжёлого изотопа водорода (дейтрон d): $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$. Эта реакция имеет фундаментальное значение как источник энергии звёзд (см. *Ядерные реакции, Водородный цикл*).

П. явл. самым лёгким барионом, и его стабильность связывают с сохранением барионного заряда. Во всех изученных к настоящему времени процессах, в частности в ядерных реакциях, барионный заряд сохраняется. Однако в развиваемых в последнее время *Большого объединения моделей* предсказываются взаимодействия, в которых барионный заряд не сохраняется. Такие взаимодействия могли бы вызывать распады свободного П., напр. $p \rightarrow e^+ + \pi^0 \rightarrow e^+ + 2\gamma$ или $p \rightarrow \tilde{\nu} + \pi^+ \rightarrow \tilde{\nu} + \nu + \mu^+$, т. е. П. может быть нестабилен и иметь время жизни $10^{30} - 10^{32}$ лет. Предсказываемое время жизни П. на 20—22 порядка величины превышает возраст Вселенной ($\sim 10^{10}$ лет), и возможная нестабильность П. практически не отражается на св-вах окружающего нас вещества. Однако в спец. установках, расположенных глубоко под землёй и содержащих сотни тонн вещества, эффекты распада П. могут быть наблюдаемы. Ожидается, что в 100 тоннах вещества может происходить 1 распад в год.

М. Ю. Хлопов.

ПРОТОН — ПРОТОННАЯ ЦЕПочКА — см. *Водородный цикл*.

ПРОТУБЕРАНЦЫ — крупные образования в атмосфере Солнца, отличающиеся от окружающего их вещества повышенной плотностью и пониженной темп-рой; наиболее заметный тип проявления активности в *солнечной короне*. В моменты полной фазы солнечного затмения они могут наблюдаться невооружённым глазом в виде ярких выступов у края диска Луны (отсюда их название от лат. *protuberans* — вздувающийся). Вне затмения наблюдаются при помощи внезатменных коронографов, хромосферных телескопов и солнечных спектрографов в

сильных спектр. линиях солнечного спектра (*Бальмера серия* водорода, линии D_3 He, K CaII). На лимбе П. выглядят в виде ярких эмиссионных облаков и струй (рис. 1). На спектрогелиограммах и фильтрограммах на солнечном диске они видны как тёмные изогнутые ленты, наз. *волокнами* (рис. 2).



Рис. 1. Эруптивный протуберанец.

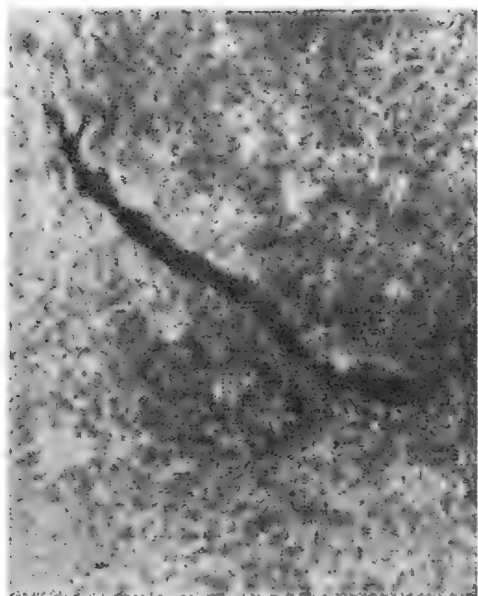


Рис. 2. Волокно.

Типичный П. имеет вид гигантской светящейся арки, к-рая опирается на хромосферу и образована струями и потоками более плотного и холодного, чем окружающая корона, газа. Высота такого П. 15—100 тыс. км при длине 60—6000 тыс. км и толщине всего 4—15 тыс. км. При хорошем разрешении видно, что П. состоит из множества тонких нитей. Описанный наиболее распространенный тип П. наз. с п о к о й н ы м. Этому типу соответствуют упомянутые выше волокна. Время их жизни может достигать многих месяцев. Спокойные П. наиболее устойчивы и медленно изменяют свой облик. Они возникают либо вдали от групп *солнечных пятен*, либо вблизи них на поздних стадиях их развития. В последнем случае П. (волокно) располагается по линии раздела полярностей магн. поля активной области или на её периферии. При этом одним своим концом волокно направлено на ведущее (по вращению Солнца) пятно. С течением времени волокна медленно смещаются к полюсам Солнца, их длина увеличивается, а ориентация постепенно принимает восточно-западное направление. Примерно через 10 оборотов Солнца волокна достигают полярной области, где могут существовать в течение ещё ок. 5 мес. Часто встречается др. тип П. — т. н. а к т и в н ы е П., в к-рых наблюдаются быстрые изменения и активные движения. Многие спокойные П. также переживают активную стадию, длящуюся от десятка мин до неск. сут, нередко заканчивающуюся полным исчезновением П. или превращением его (обычно под действием возникшей вблизи *вспышки на Солнце*) в э р у п т и в н ы й П., т. е. в выброс вещества в корону, происходящий со скоростями порядка неск. сотен км/с. Обычно скорость выброшенного вещества меньше *параболической скорости*, и вещество в конце концов вновь падает на Солнце. Вещество эруптивных П. может подниматься до высот, сравнимых с радиусом Солнца.

После солнечных вспышек могут возникнуть П. четвёртого типа — п е т л е о б р а з н ы е П., или П. солнечных пятен, когда в короне в окрестности пятен наблюдается возникновение как бы из ничего ярких центров истечения вещества, к-рое по дугообразным траекториям стекает вниз в хромосферу. Всё явление длится несколько часов.

В спектрах П. наблюдаются прежде всего линии излучения водорода, гелия, ионизов. кальция и др. металлов. Ширина, интенсивность и др. особенности этих линий указывают на то, что для П. характерны темп-ры 6—8 тыс. К при концентрации частиц $(1-5) \cdot 10^{10} \text{см}^{-3}$. Т. о., газовое давление внутри П. примерно такое же, как и в короне (темп-ра короны в 10^2 раз выше темп-ры П., а плотность в такое же число раз меньше). Обладая большей плотностью, вещество П. должно «тонуть» в более разреженной среде. Длит. существование П. показывает, что его вещество удерживают магн. силы. Наличие магн. полей в П. напря-

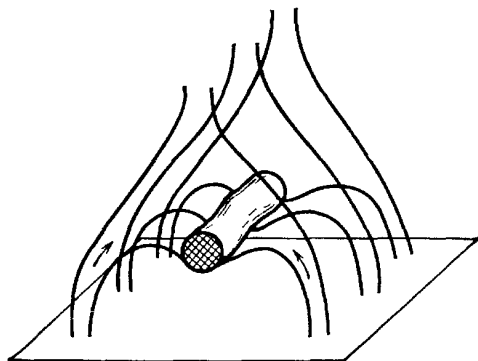


Рис. 3. Схема поддержки спокойного протуберанца магнитным полем. Стрелки указывают направление втекания вещества.

жённостью в неск. сотен эрстед установлено спектроскопич. наблюдениями. Поле в окрестности П. имеет вид *анфилады арок* (рис. 3). Плазма П. не может свободно двигаться поперёк магн. поля, поэтому П. как бы висит на силовых линиях магн. поля. Устойчивость П. объясняется прогибом силовых линий в вершинах арок, к-рые оказываются в состоянии удерживать вещество П., несмотря на действие силы тяжести. Возникновение этого прогиба силовых линий связано, возможно, с общей племовидной конфигурацией магн. поля над П. и выносом части магн. полей *солнечным ветром*. Накопление вещества П. в образующейся таким путём седловине магн. поля, скорее всего, связано с относит. уменьшением роли магнитогидродинамич. волн (см. *Магнито-гидродинамика*), нагревающих плазму (до седловины им приходится пройти более длинный путь вдоль силовых линий магн. поля, чем до той же высоты вне арки). Охлаждение вещества в сед-

ловине приводит к сжатию газа и засасыванию его через силовые трубки магн. поля из более глубоких слоёв. В П. накапливается значит. масса вещества, к-рое затем медленно просачивается вниз в результате различного типа *неустойчивостей плазмы*. В итоге за 1—2 сут вещество П. может полностью обновиться.

Лит. см. при ст. *Солнце*. Э. В. Кононович.

ПУЛЬСАРЫ (радиопульсары)

Содержание:

1. Открытие пульсаров 521
2. Основные характеристики наблюдаемого излучения пульсаров 521
3. Физика пульсаров 525

П. — источники космич. импульсного радиоизлучения с очень большой стабильностью периода. Они излучают в широком спектр. диапазоне — от метровых до сантиметровых волн включительно, а в ряде случаев — даже в оптич., рентг. и гамма-диапазонах. Осн. особенность П. состоит в том, что импульсы приходят

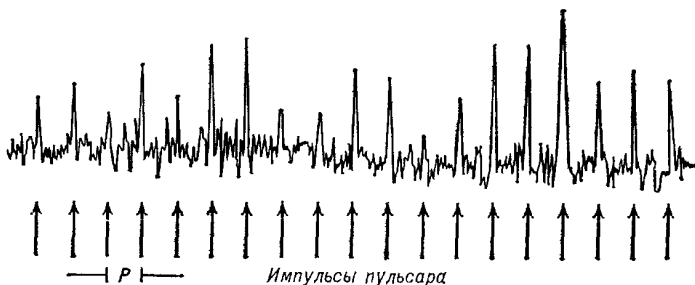


Рис. 1. Сигналы PSR 1919 + 21 на частоте 72,7 МГц. Период пульсара в момент его открытия был равен 1,33730113 с.

от них через определённое, характерное для каждого П. время (рис. 1). Периоды повторения импульсов P лежат в пределах от 1,56 мс для П. PSR 1937 + 21 до 4,3 с для PSR 1845—19. У каждого П. период сохраняется с очень высокой точностью, напр. для PSR 1919 + 21 он равен $1,33730110168 \pm 7 \cdot 10^{-11}$ с.

1. Открытие пульсаров

В июле 1967 г. в Великобритании, в Маллардской радиоастрономич. обсерватории Кембриджского университета, группа учёных, возглавляемая Э. Хьюишем, начала наблюдения на новом высокочувствительном меридиональном радиотелескопе на волне 3,5 м. Этот инструмент был создан для исследований радиоисточников методом мерцаний (см. *Мерцаний метод*). Вскоре после начала наблюдений аспирантка Дж. Белл обратила внимание на периодически возникающие радиоимпульсы, к-рые появлялись в один и тот же момент звёздных суток, что свидетельствовало об их

внеземном происхождении. Так был обнаружен первый источник импульсного космич. радиоизлучения. В дальнейшем были открыты и др. аналогичные источники. Эти необычные объекты названы П. (от англ. pulse — импульс). Более раннему открытию П. помешала очень низкая интенсивность их радиоизлучения, особенно в обычном для радиоастрономич. наблюдений диапазоне сантиметровых и дециметровых волн. Главная трудность была в том, что сигналы от П. можно обнаружить лишь с помощью радиоприёмников, способных регистрировать (разрешать) радиоимпульсы малой длительности (сотые и тысячные доли секунды). Обычно же в радиоастрономии для повышения чувствительности *радиотелескопа* наблюдения проводят с большими временами накопления.

Известно ок. 400 П. Обозначение каждого П. состоит из трёх букв — PSR (от англ. pulsar) — и шести цифр, соответствующих значениям координат П. Напр., PSR 0833—45 — П. с координатами $\alpha = 8^h33^m$ и $\delta = -45^\circ$ (см. *Координаты астрономические*).

2. Основные характеристики наблюдаемого излучения пульсаров

Импульсы П. имеют как простую, так и сложную структуру, к-рая зависит от времени и частоты. Но, несмотря на вариации, ср. форма импульсов (полученная усреднением большого числа импульсов) стабильна (рис. 2) и характерна для каждого П. (рис. 3). Отдельный импульс обычно состоит из одного или неск. *субимпульсов*. Субимпульсы часто имеют простую симметричную форму и могут появляться в любой части ср. профиля. Там, где субимпульсы сильнее или появляются чаще, в ср. профиле образуется пик (рис. 2). У нек-рых П. наблюдается *дрейф*

субимпульсов. Возникнув у одного края ср. профиля, субимпульсы в каждом последующем импульсе появляются всё ближе к др. краю. При наблюдениях с высоким временным разрешением (рис. 4) в субимпульсах ряда П. можно выделить микроструктуру

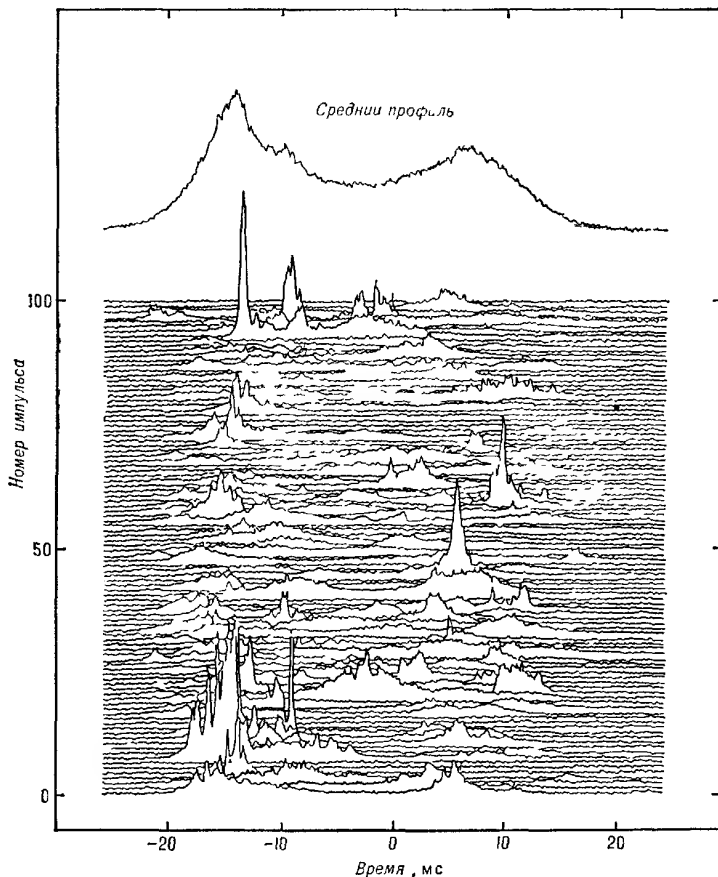


Рис. 2. Последовательные импульсы PSR 1133 + 16. Положение и форма отдельных импульсов меняются во времени, но усреднённый импульс (вверху) стабилен.

(микроимпульсы). Существуют П., у к-рых в промежутке между главными импульсами (почти посредине) наблюдается т. н. интеримпульс. Энергия интеримпульсов, как правило, меньше энергии главных импульсов, но может быть и сравнима с ней. Ширина усреднённого импульса составляет обычно $(0,01-0,1) P$ и в среднем $\approx 0,04 P$.

Со временем периоды П. медленно увеличиваются. Так, у PSR 0531+21 в Крабовидной туманности, к-рый явл. остатком сравнительно недавней (1054 г.) вспышки сверхновой, период растёт на $1,4 \cdot 10^{-5}$ с в год (удваивается каждые 2000 лет). У PSR 0834+06 удвое-

ние периода происходит примерно за 8 млн. лет.

Иногда в нек-рых П. наблюдаются скачкообразные изменения периода (за время, не превышающее неск. суток). Впервые такие изменения были зарегистрированы у двух самых молодых П.:

PSR 0531+21 и PSR 0833-45 (П. в созвездии Парусов). Относит. изменение периодов $(\Delta P/P)$ у этих П. достигало соответственно $3 \cdot 10^{-9}$ и $2 \cdot 10^{-6}$. У PSR 0833-45 скачки наблюдались примерно раз в два года, а у PSR 0531+21 — в неск. раз чаще, и, что особенно характерно, они имели как положительн., так и отрицат. величину ΔP . Скачки периода были обнаружены и у старых П., причём у одного из них скачок $\Delta P/P$ оказался в 100 раз большим, чем у PSR 0531+21.

Помимо указанных внезапных изменений интервал между импульсами систематически то увеличивается, то уменьшается из-за Доплера эффекта. Наблюдатель движется вместе с Землёй

вокруг Солнца, то приближаясь, то удаляясь от П., в результате импульсы принимаются соответственно то чаще, то реже.

Амплитуда импульсов может меняться, отдельные импульсы даже пропадают. Такое «замирание» П. может длиться неск. десятков периодов, а в ряде случаев излучение возобновляется только через неск. суток и даже недель. Именно эта особенность излучения П. долгое время ставила под сомнение существование PSR 0943+10.

Излучение П., как правило, сильно поляризовано (см. Поляризация). Напр., степень линейной поляризации радиоизлучения PSR 0833-45 близка к

100%. Наблюдается изменение позиционного угла в пределах импульса (рис. 5), причём это изменение характерно для каждого П. Изменение позиционного угла в пределах импульса связано, вероятно, с изменением направления магн. поля (по отношению к на-

блюдателю) в области генерации радиоизлучения П. У нек-рых П. наблюдается также круговая поляризация радиоизлучения, достигающая 30—50%.

Импульс радиоизлучения П. возникает практически одновременно в широком интервале радиоволн. Однако при распространении через атмосферу П. и ионизованный межзвёздный газ низкочастотная часть излучения запаздывает относительно высокочастотной (чем ни-

же частота, тем меньше групповая скорость волн в межзвёздной среде), и поэтому высокочастотные импульсы приходят к наблюдателю раньше низкочастотных (см. *Мера дисперсии*). Влияние межзвёздной среды сказывается также на длительности импульсов на метровых волнах. Облака межзвёздного газа рассеивают проходящее через них радиоизлучение, в результате наблюдатель видит одновременно множество импульсов, прошедших разными путями. Чем больше рассеяние, тем больше запаздывание и размытие импульса.

По величине запаздывания импульсов на разных частотах, а также независимо по поглощению излучения в облаках нейтрального водорода межзвёздной среды на волне 21 см были найдены расстояния до П. и получено их пространств. распределение. Оказалось, что они концентрируются к галактич. плоскости и находятся на расстоянии в среднем ок. 3 кпк, т. е. являются, несомненно, галактич. объектами.

П. обладают значит. собственными скоростями. Напр., составляющая скорости PSR 1133 + 16, перпендикулярная лучу зрения, равна 380 км/с.

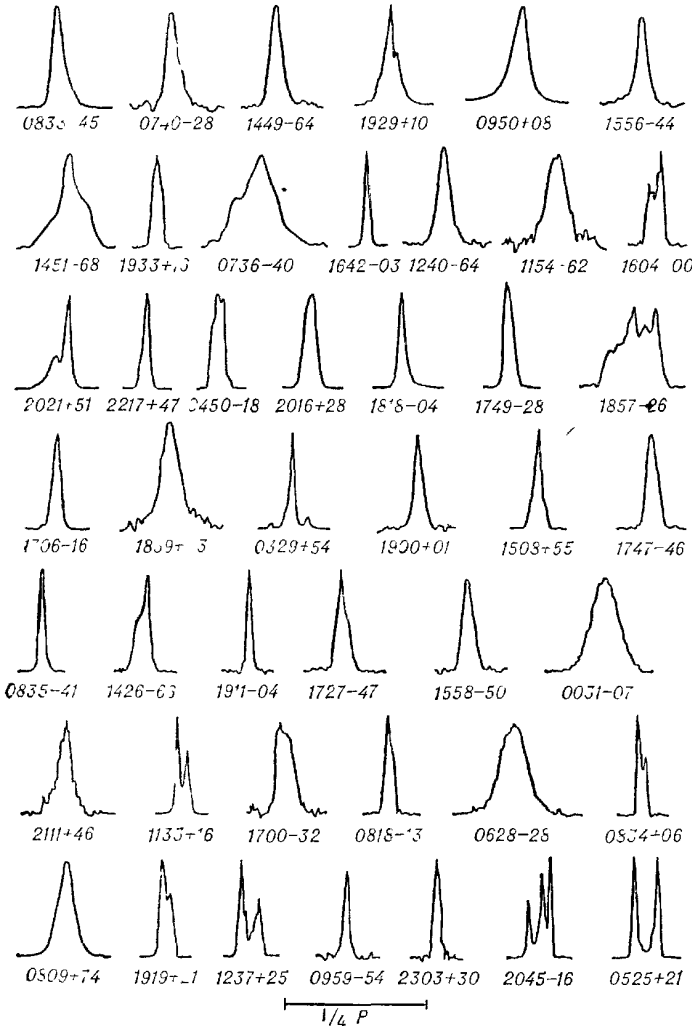


Рис. 3. Усреднённые профили импульсов 45 пульсаров. Длительности импульсов нормированы на величины периодов пульсаров.

людателю) в области генерации радиоизлучения П. У нек-рых П. наблюдается также круговая поляризация радиоизлучения, достигающая 30—50%.

Импульс радиоизлучения П. возникает практически одновременно в широком интервале радиоволн. Однако при распространении через атмосферу П. и ионизованный межзвёздный газ низкочастотная часть излучения запаздывает относительно высокочастотной (чем ни-

Плотности потоков радиоизлучения П. исследовались в широком диапазоне волн — от декаметровых до сантиметровых включительно.

Спектры пульсаров сильно отличаются друг от друга, однако обладают нек-рыми общими св-вами, а именно: на частотах ниже ~100 МГц наблюдается уменьшение плотности потока радиоизлучения — «завал» спектра, а на частотах выше неск. ГГц спектр стано-

вится круче — «излом» спектра (рис. 6). Внутри этого интервала изменение плотности потока носит степенной характер и спектральный индекс лежит в пределах 0,6—3.

Зная длительность импульсов, можно получить верхний предел на размеры излучающей области. Действительно,

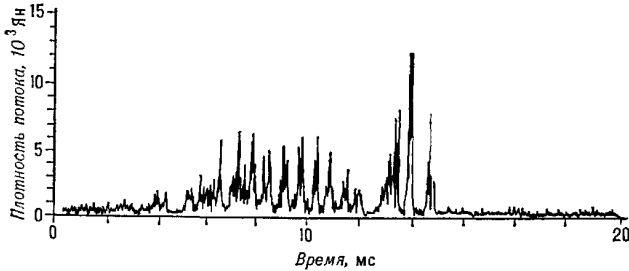


Рис. 4. Микроструктура импульса PSR 0950 + 08.

область излучения не может быть больше длины пути, проходимого эл.-магн. излучением за время длительности импульса. Отсюда следует, что размеры излучающих областей П. $\lesssim 1000\text{--}10\,000$ км. Углы, под к-рыми эти области

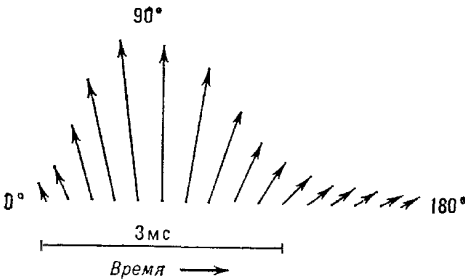


Рис. 5. Изменение поляризации по среднему импульсу PSR 0833—45.

видны с Земли, очень малы ($\sim 10^{-12}$ секунды дуги). Результаты измерений мерцаний П. на неоднородностях межзвёздной среды подтверждают малость ($< 10^{-8}$ секунды дуги) областей излучения. Радиосветимости П. лежат в пределах $10^{25}\text{--}10^{31}$ эрг/с. Вывод о малых размерах областей генерации радиоизлучения П. указывает на их высокие яркостные температуры $T_{\text{Я}}$. Для PSR

0833 — 45, напр., на волне 13 см $T_{\text{Я}} \sim 10^{25}$ К, и мощность радиоизлучения пульсаров с ед. поверхности достигает десятков МВт/см² (мощность излучения с ед. поверхности Солнца ≈ 7000 Вт/см²).

Пульсары излучают широкий спектр волн, но ИК-, оптическое, рентгеновское и гамма-излучения наблюдаются только от двух самых молодых (PSR 0531 + 21 и PSR 0833 — 45). Данные о светимости этих П. в разных участках спектра и мощнос-

ти, уносимой релятивистскими частицами, приведены в табл. (численные значения даны в эрг/с).

Большая часть энергии молодых П. излучается в рентгеновских и гамма-диапазонах. Радиосветимость этих П. $\sim 10^{-5}\text{--}10^{-6}$ от их полной светимости. Характер излучения PSR 0531 + 21 и PSR 0833—45 существенно различен. У PSR 0531 +

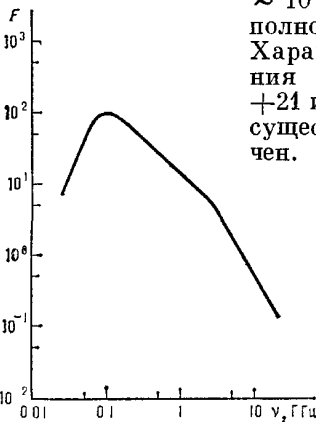


Рис. 6. Типичный спектр радиоизлучения пульсара [F — спектральная плотность потока в единицах 10^{-29} Вт/(м² Гц)].

+ 21 импульсы излучения испускаются одновременно во всём чрезвычайно широком интервале частот — от $3 \cdot 10^7$ до 10^{24} Гц (рис. 7, I). В случае же PSR 0833 — 45 картина более сложная: импульсы в разных участках спектра испускаются со сдвигом по времени (рис. 7, II).

	Ультрарелятивистские частицы	Диапазоны излучения			
		радио-	оптич.	рентг.	гамма-
PSR 0531+21 . . .	10^{38}	10^{30}	10^{33}	10^{36}	10^{36}
PSR 0833-45 . . .	$4 \cdot 10^{34}$	10^{29}	10^{28}	10^{32}	10^{34}

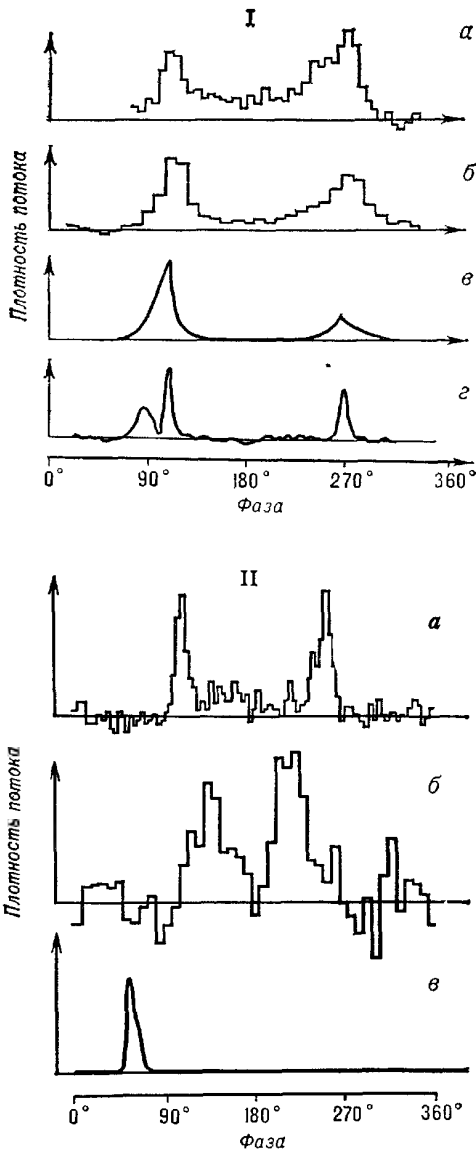


Рис. 7. Средние профили импульсов двух пульсаров: PSR 0531+21 (I) в радио- (430 МГц, а), оптическом (б), рентгеновском (в) и гамма-диапазонах (а); PSR 0833-45 (II) в радио- (2295 МГц, а), оптическом (б) и гамма-диапазонах (а).

3. Физика пульсаров

Сразу же после открытия П. было высказано предположение, что источником пульсирующего излучения явл. быстровращающиеся нейтронные звёзды с сильным магн. полем ($\sim 10^{12}-10^{13}$ Гс). Излучение П. сильно анизотропно —

испускается в узком конусе. При вращении звезды наблюдатель видит П. лишь в тот момент, когда этот конус направлен на него (подобно маяку). Очевидно, период повторения импульсов излучения П. совпадает при этом с периодом вращения нейтронной звезды. Вековое увеличение периода П. естественно связать с торможением вращения нейтронной звезды. Торможение обусловлено потерями энергии на ускорение частиц и излучение. Трансформация кинетич. энергии вращения в эл.-магн. излучение П. происходит след. обр. При вращении П. в его магнитосфере благодаря мощному магн. полю индуцируется сильное электрич. поле, к-рое ускоряет частицы до ультрарелятивистских энергий. Эти частицы и генерируют нетепловое излучение П. В магнитосферах П. ультрарелятивистские частицы теряют на излучение небольшую долю своей энергии и выходят в окружающее пространство. Именно эти частицы генерируют, напр., синхротронное излучение Крабовидной туманности, окружающей самый молодой П. PSR 0531+21.

Открытие П. в *остатках вспышек сверхновых* (звёзд в Крабовидной туманности и Парусах) показало, что П. (либо только часть из них) образуются при вспышках *сверхновых звезд*. Как следует из теории *эволюции звезд*, при взрыве сверхновой в результате сжатия её центральной части может образоваться *нейтронная звезда* — массивное компактное тело. Если сжатие звезд происходит с сохранением углового момента вращения: $\Omega R^2 = (2\pi/P)R^2 = \text{const}$, то при изменении её радиуса R в 10^5 раз (от 10^{11} см для нормальной звезды до 10^6 см для нейтронной) период вращения P уменьшится в 10^{10} раз. Возможны начальные периоды вращения нейтронных звёзд ≈ 1 мс. При сжатии звезды может также сохраняться величина магн. потока ($\sim BR^2$). Поэтому если звезда имела магн. поле $B \sim 10^2-10^3$ Гс, то в результате сжатия магн. поле усилится до величины $\sim 10^{12}-10^{13}$ Гс. Эти грубые оценки показывают, что нейтронные звёзды должны быстро вращаться и обладать сильным магн. полем, как это и имеет место в случае П.

Отсутствие остатков сверхновых вокруг подавляющего большинства известных П. связано, по-видимому, с тем, что ср. возраст П. (неск. млн. лет) в десятки раз превосходит ср. возраст

остатков вспышек сверхновых, т. е. остатки сверхновых вокруг большинства П. уже давно рассеялись в межзвёздном пространстве. С другой стороны, отсутствие П. внутри ряда остатков сверхновых можно объяснить асимметрией сброса оболочки сверхновой, приводящей к большой скорости П. относительно туманности и вылету его далеко за пределы оболочки (см. *Праци эффект*). В нек-рых остатках сверхновых П. могут не наблюдаться из-за того, что Земля не попадает в диаграмму направленности их излучения. Не исключено, что существуют и др. пути эволюции звёзд, приводящие к образованию П.

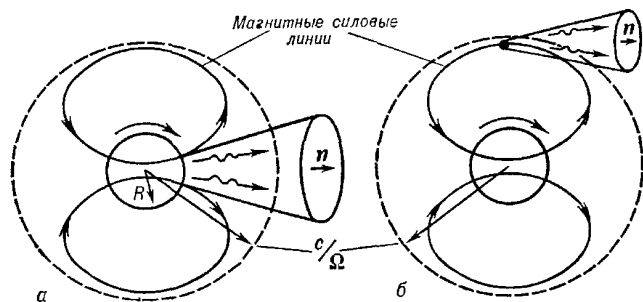


Рис. 8. Схема, поясняющая формирование направленности излучения пульсара (n — направление на наблюдателя): а — излучение генерируется вблизи поверхности и испускается вдоль магнитных силовых линий; б — излучение генерируется вблизи светового цилиндра и испускается в направлении движения источника.

Как известно, порядка десятков процентов звёзд входят в двойные системы. Однако до сих пор найдено лишь неск. П. (напр., PSR 1913 + 16), входящих в двойные системы. Этот факт может быть также связан с большой скоростью, приобретаемой П. при взрыве сверхновой.

С другой стороны, если двойная система, содержащая предсверхновую, настолько тесная, что при взрыве не распадается, то достаточно весьма слабого звёздного ветра (наличия ионизов. оболочки, окружающей систему), чтобы сделать П. невидимым.

Механизм генерации радиоизлучения П. пока точно неизвестен, но уже сейчас можно сказать, что он когерентный. Это следует из очень высокой яркостной температуры излучения П. Когерентное излучение П. может представлять собой, напр., *избыточное излучение* ступков заряженных частиц, истекающих из П. Высококачественная часть излучения может быть обусловлена некогерентным избыточным или синхротронным излучением.

Природа направленности излучения до конца не ясна. Возможно, излучение П. генерируется вблизи его поверхности и выходит в направлении магн. сило-

вых линий (рис. 8, а). Либо источник излучения, вращаясь синхронно с П. с частотой Ω , находится на таком расстоянии r от оси вращения П., что скорость вращения источника близка к скорости света (т. е. источник расположен вблизи т. н. светового цилиндра, $r = c/\Omega$). Источник, движущийся со скоростью, близкой к скорости света, излучает подобно релятивистскому электрону (см. *Синхротронное излучение*) в узком конусе в направлении движения (рис. 8, б).

Как отмечалось ранее, у нек-рых П. между главными импульсами излучения наблюдаются интеримпульсы. Типичным представителем таких П. явл.

PSR 0531 + 21 (рис. 7, I). Рассмотрим возможную природу этого явления для случая, когда излучение П. генерируется вблизи его поверхности. Очевидно, что при $|\chi - \pi/2| > \psi$ (здесь χ — угол между магн. осью П. и его осью вращения, а ψ — ширина диаграммы направленности излучения П.) излучение от каждого полюса распространяется внутри конич. слоя шириной ψ и с углом раствора χ (рис. 9). При этом конич. слои, заполненные излучением каждого из полюсов П., не имеют общих точек. Следовательно, в этом случае, где бы ни находился наблюдатель, он может видеть излучение лишь от одного полюса, т. е. наблюдается один импульс. Если же магн. ось П. почти перпендикулярна его оси вращения ($|\chi - \pi/2| < \psi$), а наблюдатель находится вблизи экваториальной плоскости нейтронной звезды, то он будет регистрировать два импульса излучения.

Если магн. оси и оси вращения П. ориентированы в пространстве независимо, то вследствие малости величины ψ лишь у одного из десяти П. будут наблюдаться интеримпульсы (при $\chi \approx \pi/2$). Эта оценка хорошо согласуется с результатами наблюдений.

Вращающаяся нейтронная звезда сплюснута вдоль оси вращения. В процессе замедления вращения сплюснутость звезды уменьшается (снижаются центробежные силы) и в коре нейтронной звезды возникают напряжения. Постепенное накопление напряжений в коре приводит к резким сдвигам — звездотрясению, изменению размеров, а следовательно, и к изменению периода вращения. Это явление и определяет скачкообразные изменения периода P .

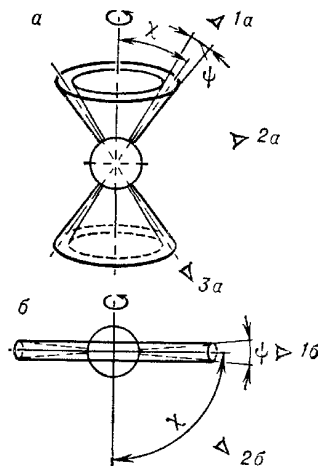
Св-ва P существенно меняются в ходе их эволюции. В зависимости от возраста P можно условно разделить на три группы: молодые P . (возраст $\tau \sim 10^3 - 10^4$ лет), P . среднего возраста ($\tau \sim 10^6$ лет) и старые P . ($\tau \gtrsim 10^7$ лет). Молодые P . явл. мощными источниками высокочастотного излучения, в осн. рентг. и гамма-излучения, и ультрарелятивистских частиц. По мере замедления вращения P . их высокочастотное излучение и поток ультрарелятивистских частиц сильно уменьшаются. Отличит. чертой старых P . явл. «замирание» (прекращение на нек-рое время) их радиоизлучения, причём длительность «замирания» P . увеличивается в ходе эволюции до тех пор, пока, в последний раз послав в космич. пространство импульсы радиоизлучения, P . не «замолчит» навсегда. По существующим оценкам, число «мёртвых» P . в космич. пространстве в тысячи раз больше, чем число P ., генерирующих мощное радиоизлучение.

Излучение P . широко используется для решения ряда задач астрономии и физики. При помощи этого природного локалатора были с высокой точностью измерены скорость движения и радиус орбиты Земли. Благодаря замечательным св-вам P . — импульсному излучению, его поляризации, широкополосности — были детально исследованы св-ва межзвёздной среды: измерена ср. концентрация электронов, к-рая оказалась равной $0,03 \pm 0,01 \text{ см}^{-3}$, установлена однородность распределения электронов в плоскости Галактики в масштабах $\gtrsim 1$ кпк; размеры неоднородностей достигают десятков и даже сотен пк, а ср. концентрация электронов меняется от $0,01$ до $0,1 \text{ см}^{-3}$. Было показано, что распределение магн. поля однородно в масштабах > 1 кпк, причём ср. величина магн. поля в Галактике составляет $(2,2 \pm 0,4) \cdot 10^{-6} \text{ Э}$. Из анализа оптич. излучения P . было установлено,

что скорость света не зависит от частоты. По запаздыванию радиоизлучения на различных частотах получено ограничение на массу покоя фотона $m_\gamma \lesssim 10^{-44} \text{ г}$.

В космич. пространстве имеются объекты, излучение к-рых также представляет собой последовательность коротких импульсов, следующих друг за другом с весьма стабильным периодом. Этими объектами явл. *рентгеновские*

Рис. 9. Геометрия излучения пульсара: $1\chi - \pi/2$ (а), $\chi = \pi/2$ (б). Наблюдатели $1a$ и $3a$ регистрируют излучение от одного из полюсов пульсара; наблюдатель $1b$ регистрирует излучение от обоих полюсов (два импульса); наблюдатели $2a$ и $2b$ излучение пульсара не регистрируют.



пульсары в тесных двойных системах. По крайней мере, самые короткопериодические рентг. P ., подобно радиопульсарам, отождествлены с нейтронными звёздами.

Лит. Хьюиш Э., Пульсары, пер. с англ., «УФН», 1969, т. 97, в. 4; Манчестер Р., Тейлор Дж., Пульсары, пер. с англ., М., 1980.

Л. И. Матвеевко, В. В. Усов.

ПУЛЬСАЦИИ звёзд — собственные колебания звёзд, проявляющиеся в их периодич. сжатии и расширении. Простейший вид собств. колебаний звезды — радиальные сферически-симметричные пульсации, при к-рых она периодически расширяется и сжимается, сохраняя форму шара (в общем случае нерадиальных колебаний меняется и форма звезды, напр. звезда периодически принимает форму то вытянутого, то сплюснутого эллипсоида).

По совр. представлениям, переменность *цефеид*, звёзд типов RV Тельца, RR Лиры, δ Щита, β Цефея, ZZ Кита (*белых карликов*) и некоторых др. типов физ. переменных звезд обусловлена их P .

Внутр. строение большинства пульсирующих звёзд таково, что они обладают значит. концентрацией массы к

центру: плотность вещества в центре на несколько порядков превышает ср. плотность звезды. Особенно сильно это выражено у гигантов и сверхгигантов (к которым относятся, напр., цефеиды и переменные типа RR Лиры), в меньшей степени — у звезд вблизи главной последовательности (переменные типа δ Щита,

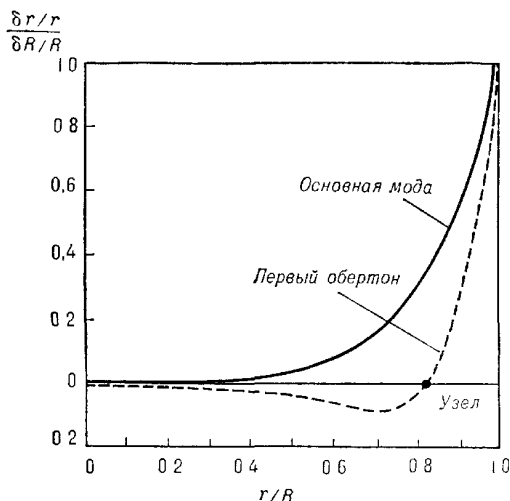


Рис. 1. Поведение относительной амплитуды $\delta r/r$ малых радиальных колебаний в пульсирующей звезде-гиганте (δr — амплитуда смещения на расстоянии r от центра звезды, $\delta r/r$ выражена в единицах относительной амплитуды $\delta R/R$ на поверхности звезды, R — радиус звезды). Сплошная линия — колебания на основной частоте, штриховая — на частоте первого обертона. Колебания на частоте первого обертона имеют узел при $r/R \approx 0,85$.

β Цефея), но даже и у них центральная плотность в 100—1000 раз больше средней и на много порядков больше плотности вещества на поверхности. Из-за неоднородного (по плотности) распределения вещества П. в нем малы и значимы: относит. амплитуды колебаний в центре намного меньше, чем на поверхности. Поведение относит. амплитуды $\delta r/r$ малых радиальных колебаний в модели пульсирующей звезды показано на рис. 1, где сплошная линия соответствует т. н. осн. моде (собств. колебаниям с наибольшим периодом), штриховая линия — первому обертону, период которого меньше, чем для осн. моды, и который характеризуется наличием одного узла вдоль радиуса. Второй обертон имеет два узла, третий — три, и т. д. Колебания с разных сторон узла происходят в противофазе: когда внеш. область расширяется, внутренняя сжима-

ется. В большинстве пульсирующих звезд колебания представляют собой стоячие волны, и поэтому положения узлов (в случае обертоновых пульсаций) со временем не меняются.

Период P собств. колебаний звезды при том или ином типе колебаний (для к.-л. моды) определяется в основном ср. плотностью вещества звезды $\bar{\rho}$ (т. е. в конечном счете её полной массой M и радиусом R). Это теоретич. соотношение имеет вид $P\sqrt{\bar{\rho}} = \text{const}$, где «постоянная» различна для разных мод, и, кроме того, она немного зависит от внутр. строения звезды (в частности, чем больше концентрация вещества к центру, тем меньше период осн. моды при заданных M и R). Периоды большинства переменных звезд согласуются с гипотезой радиальных колебаний в осн. моде, но у некоторых звезд наблюдается, по-видимому, П. в обертонах или даже одновременно в неск. модах (в т. ч. и нерадиальных). Для звезд конкретного типа переменности, напр. типа RR Лиры, имеющих сходное строение, соотношение $P\sqrt{\bar{\rho}} = \text{const}$ хорошо выполняется.

В пульсирующей звезде, за исключением её самых внешних областей, колебания происходят почти адиабатически (см. *Адиабатический процесс*), в том смысле, что в течение цикла колебаний любой выделенный в звезде слой никак не изменяет проходящий через него поток излучения и пульсирует как бы в условиях полной теплоизоляции, без теплообмена с окружающими слоями. Анализ адиабатич. П. не может дать никакой информации о пульсационной устойчивости звезды, т. е. о том, будут ли малые колебания нарастать или затухать с течением времени. Однако такой анализ обычно даёт хорошее описание механич. св-в звезды, в частности весьма точные значения периодов и правильное представление о распределении амплитуды П. вдоль радиуса.

Хотя неадиабатич. эффекты и малы, они приводят к медленному изменению амплитуды П. Очевидно, если в момент наибольшего сжатия выделенный в звезде слой получает нек-рое количество теплоты, то последующее расширение будет происходить при большем давлении, чем произошло сжатие. В результате работа, совершённая слоем за цикл колебаний, будет положитель-

ной, т. е., как и в любой тепловой машине, будет иметь место превращение тепловой энергии в механическую. Такой слой будет вносить вклад в возбуждение (раскачку) колебаний. Если же в момент наибольшего сжатия слой теряет теплоту, то он вносит вклад в затухание колебаний. Если суммарная работа всех слоёв в звезде за цикл колебаний положительна, то звезда пульсационно неустойчива (колебания нарастают), в противном случае — устойчива (колебания затухают).

Накопление или потеря теплоты выделенным слоем звёздного вещества (если в слое нет источников энергии) связаны с тем, какое изменение претерпевает идущий через слой поток излучения. В большинстве звёзд поток излучения в момент наибольшего сжатия возрастает в направлении от центра к поверхности, т. е. через внеш. границу выделенного слоя выходит больше теплоты, чем поступает в слой через внутр. границу. Каждый слой в момент наибольшего сжатия теряет теплоту и способствует затуханию колебаний (звезда устойчива). Такое поведение потока излучения при сжатии обусловлено в основном изменением коэффициента непрозрачности κ уменьшается, причём из-за негомологии колебаний уменьшение на внеш. границе выделенного слоя будет большим, чем на внутренней, и поэтому слой будет терять теплоту. Некоторый отток теплоты из слоя при сжатии может иметь место и при постоянном κ . Дело в том, что поток излучения пропорционален довольно высокой (обычно четвертой) степени темп-ры, а темп-ра при сжатии, как правило, возрастает. Поэтому при негомологии колебаний должен происходить отток теплоты из слоя в момент наибольшего сжатия. Согласно расчётам, время затухания колебаний в звёздах-гигантах и сверхгигантах должно составлять от сотен дней до неск. лет, т. е., казалось бы, мы вообще не должны наблюдать пульсирующих звёзд (а если случайно такая звезда обнаружится, амплитуда её П. должна уменьшаться «на глазах»). Существование большого числа длительно пульсирующих звёзд указывает на то, что в пульсирующей звезде должен постоянно действовать эффективный механизм рас-

качки колебаний. На первый взгляд, такой механизм действует в недрах звёзд, где протекают термоядерные реакции, интенсивность к-рых сильно зависит от темп-ры: при сжатии темп-ра возрастает, и вследствие этого усиливается выделение ядерной энергии. При расширении, наоборот, выделение энергии уменьшается. Однако из-за чрезвычайно малых амплитуд колебаний в центре раскачивающий эффект, вызван-

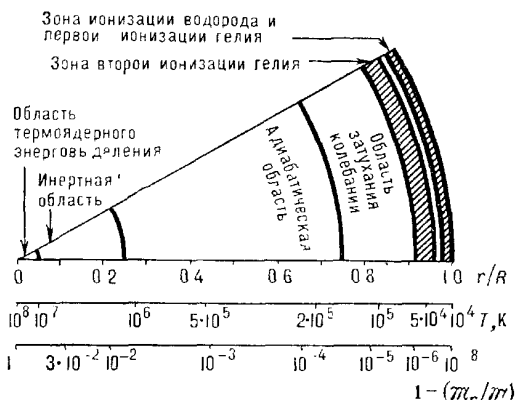


Рис. 2. Схематическое расположение областей, определяющих основные особенности пульсаций модели переменной звезды типа RR Лиры. Нижняя шкала указывает доли звездной массы, отсчитываемой от поверхности («инертная» область в объеме $\approx 0,25 R$ от центра содержит свыше 99% массы звезды M , а масса зон ионизации всего лишь $\sim 10^{-6} M$).

ный периодич. усилением термоядерных реакций, оказывается незначительным в сравнении с затуханием во внеш. слоях. Т. о., негомология свойств колебаний звёзд заставляет отказаться от рассмотрения к.-л. «центральных» механизмов возбуждения П. и искать механизмы раскачки, локализованные во внеш. слоях. Самым эффективным из найденных механизмов для классич. переменных звёзд (цефеид, переменных типа RR Лиры и др. звёзд в полосе неустойчивости, см. *Эволюция звезд*) оказалось действие зон частичной ионизации водорода и гелия, особенно зоны второй ионизации гелия.

Расположение в звёздах типа RR Лиры областей, ответственных за возбуждение и затухание П., показано на рис. 2. Равновесный радиус этих звёзд составляет $\approx 5R_{\odot}$, эффективная темп-ра $T_{\text{эф}} \approx 6700 K$, светимость $\approx 40 L_{\odot}$, темп-ра в центре $\approx 10^8 K$, а плотность в центре $\approx 2 \cdot 10^4 \text{ г/см}^3$ (ρ в 2 млрд. раз меньше).

Ионизация водорода и первая ионизация гелия происходят при темп-рах от $6 \cdot 10^3$ до $25 \cdot 10^3$ К, вторая ионизация гелия — от $3,5 \cdot 10^4$ до $6 \cdot 10^4$ К. Эти области простираются вглубь менее чем на $0,1 R$, однако именно они обеспечивают раскачку и поддержание П. Осн. затухание происходит в области с температурой от $\approx 6 \cdot 10^4$ К у верхней границы

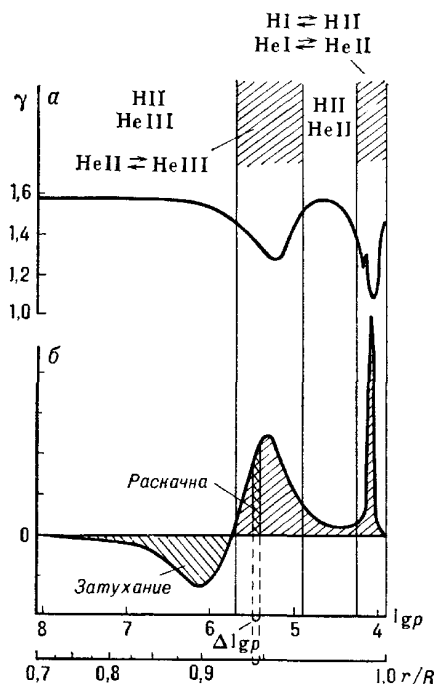


Рис. 3. *а* — Изменение показателя адиабаты γ в звезде типа RR Лиры с глубиной (общее строение звезды показано на рис. 2). Заштрихованы области частичной ионизации. *б* — Вклад различных слоёв звезды в возбуждение или затухание малых колебаний. Слой толщиной Δr совершает за полный цикл колебаний работу, измеряемую площадью с двойной штриховкой. Зона $\text{He II} \rightleftharpoons \text{He III}$ даёт вклад $\approx 75\text{--}80\%$ в возбуждение пульсаций. Суммарная работа всех слоёв (заштрихованная площадь с учётом знака работы) положительна, поэтому звезда пульсационно неустойчива.

до $\approx 1,5 \cdot 10^5$ К у нижней. Более глубокие слои пульсируют практически адиабатически и не влияют на устойчивость звезды. На внеш. границе ещё более глубокой «инертной» области амплитуда колебаний не превышает $1/1000$ поверхностной амплитуды, и эту область (вплоть до центра) при анализе П. можно уверенно считать «жёстким» ядром звезды.

Раскачивающее действие зон частичной ионизации основано на том, что при

сжатии они способны несколько задерживать проходящий через них поток излучения, а при расширении — наоборот, усиленно терять энергию, отдавая её внеш. слоям. Действительно, в зоне частичной ионизации энергия, выделяющаяся при сжатии, идёт не только на нагрев газа, но и на его ионизацию. Это препятствует сильному повышению темп-ры при сжатии. [Относит. изменения плотности $\delta\rho/\rho$ связаны с относит. изменениями темп-ры $\delta T/T$ соотношением $\delta T/T \approx (\gamma - 1)\delta\rho/\rho$, строго выполняющимся лишь при адиабатич. колебаниях.] В зоне второй ионизации гелия $\gamma \approx 1,2\text{--}1,3$ (рис. 3) вместо обычного значения $\gamma = 5/3 \approx 1,67$ для идеального одноатомного газа, т. е. при сжатии повышение темп-ры в зоне ионизации оказывается меньшим, чем в прилегающих более глубоких слоях. Для заданного коэфф. непрозрачности поток излучения пропорционален T^4 , а поэтому при сжатии в зоне ионизации произойдёт задержка потока излучения, идущего изнутри. Данный эффект, связанный с прямым влиянием изменений темп-ры на поток излучения, наз. γ -механизмом. Значительную, если не осн. роль играют и изменения непрозрачности. Коэфф. непрозрачности κ зависит от T и ρ по закону $\kappa = \kappa_0 \rho^m T^{-s}$ (κ_0 — постоянная величина для вещества данного хим. состава, $m \approx 0,8\text{--}1,0$, $s \approx 3\text{--}4$). Из-за малых вариаций темп-ры в зоне ионизации при П. изменения плотности становятся определяющими в законе непрозрачности, т. е. при сжатии непрозрачность будет увеличиваться (в др. областях звезды она уменьшается из-за сильного повышения темп-ры). Поток излучения обратно пропорционален коэфф. κ , поэтому из-за увеличения κ в зоне ионизации при сжатии (рис. 4) также произойдёт задержка излучения. Кроме того, в зоне ионизации водорода показатель s становится малым или даже отрицательным, что способствует ещё большему увеличению κ при сжатии. В целом эффект, связанный с прямым влиянием изменений непрозрачности на поток излучения, наз. κ -механизмом. Следует отметить, что γ -механизм и κ -механизм не явл. независимыми, их разделение несколько искусственное.

Рассмотренные эффекты изменений темп-ры и непрозрачности сами по себе ещё недостаточны для обеспечения раскачки П. Во внутр. частях зоны иони-

зации, где γ уменьшается в направлении от центра (достигая минимума ок. середины зоны), происходит задержка потока излучения при сжатии; во внеш. же частях этой зоны, где γ увеличивается в направлении от центра, при сжатии может происходить усиленный отток теплоты, и тогда эта внеш. часть будет вносить вклад в затухание П. Затухание будет иметь место и в области над зоной ионизации, где показатель γ приблизительно постоянен, а коэфф. κ при сжатии уменьшается. При этом суммарный раскачивающий эффект зоны ионизации может оказаться малым или вообще отсутствовать, особенно при негомологичности колебаний (в данном случае при больших изменениях физ. параметров в ходе П. во внеш. части зоны по сравнению с внутр. областью).

Однако из-за очень низкой плотности самых внеш. слоёв их П. характеризуются сильной неадиабатичностью (сильным теплообменом между отдельными слоями), и оказывается, что такие разреженные слои неспособны эффективно задерживать проходящий через них поток излучения: в любой момент времени выделенный слой теряет через свою внеш. границу столько же энергии, сколько получает её изнутри. Т. о., самые внешние слои не вносят никакого вклада в возбуждение или затухание П.

Для того чтобы зона ионизации создавала заметный раскачивающий эффект, она должна располагаться на нек-рой оптимальной глубине под поверхностью звезды, т. е. так, чтобы во внутр. её части происходило сильное возбуждение П., и в то же время во внеш. части и выше неё благодаря неадиабатич. эффектам практически отсутствовало затухание. Именно такая ситуация, по-видимому, реализуется в зоне $\text{HeII} \rightleftharpoons \text{HeIII}$ переменных звёзд. Вторая ионизация He происходит при темп-ре ок. $4 \cdot 10^4$ К (в середине зоны) в соответствии с потенциалом ионизации 54,4 эВ. Поэтому в звёздах с разной эффективной темп-рой T_3 зона ионизации расположена на различной глубине под поверхностью. Если она слишком близка к поверхности (T_3 слишком велика), то колебания всей зоны характеризуются сильной неадиабатичностью и зона не вносит вклада в возбуждение П. Если же зона лежит слишком глубоко (T_3 слишком мала), неадиабатич. эффекты малы по всей зоне, и поэтому раскачи-

вающее действие внутр. части зоны компенсируется затуханием во внеш. части и зона также практически не вносит вклада в возбуждение П. Т. о., должен существовать довольно узкий диапазон значений T_3 , для к-рого возможно возбуждение П. в зоне второй ионизации гелия. Существование узкой, почти вертикальной полосы неустойчивости на Герцшпрунга — Расселла диаграмме, населённой переменными

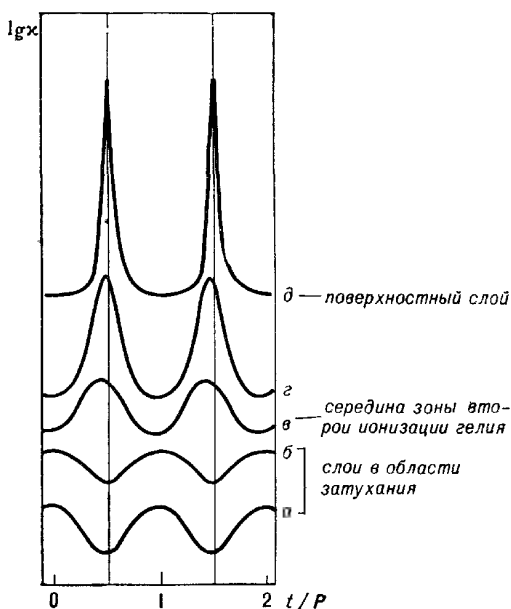


Рис. 4. Изменение коэффициента непрозрачности κ во внешних слоях модели классической цефеиды с течением времени t (охвачены два периода P установившихся пульсаций). Вертикальные линии отмечают моменты наибольшего сжатия. В эти моменты значения κ близки к максимальному значению в зонах частичной ионизации водорода и гелия (слои δ — ϵ) и к минимальному — в более глубоких областях (слои α — β). (По данным Дж. Кокса.)

звёздами, явл. доказательством эффективного действия рассмотренного иониз. механизма в классич. переменных звёздах. Очевидно, что подобная пульсация неустойчивость сильно зависит от содержания (обилия) гелия Y : ширина теоретич. полосы неустойчивости увеличивается с увеличением Y . Наилучшее согласие с наблюдениями (особенно это касается положения высокотемпературной границы полосы неустойчивости) достигается при предположении, что обилие гелия в пульсирующих звёздах составляет ок. 30% (по массе).

Эта оценка согласуется с др. независимыми определениями Y в осн. типах переменных звёзд.

Аналогично зоне второй ионизации гелия могут действовать зоны ионизации водорода и первой ионизации гелия, поскольку и в них показатель адиабаты γ мал (рис. 3, а), а коэфф. непрозрачности при сжатии сильно возрастает (рис. 4, пик в поверхностном слое). Но вклад этих зон в возбуждение П. невелик, поскольку они располагаются обычно в разреженных поверхностных слоях. Лишь для относительно холодных звёзд ионизация водорода происходит в достаточно плотных слоях, и тогда эта зона частичной ионизации может вносить существенный вклад в раскачку П. Однако в оболочках холодных звёзд перенос энергии осуществляется преимущественно конвекцией, к-рая по-видимому, препятствует возбуждению П. Почти несомненно, что именно появление эффективной конвекции во внеш. слоях звёзд и определяет положение низкотемпературной границы полосы неустойчивости на диаграмме Герцшпрунга — Расселла.

Анализ пульсац. устойчивости звезды относительно малых возмущений (т. н. линейный анализ устойчивости) ещё не даёт представления об амплитуде установившихся П. (а также о форме кривых блеска и лучевой скорости), он лишь указывает на возможность экспоненциального роста или затухания колебаний. Зависимость эффективности механизмов возбуждения и затухания от амплитуды колебаний исследуется в нелинейной теории П. Оказывается, что в случае пульсац. неустойчивости нарастание амплитуды δr колебаний не будет происходить неограниченно. С ростом δr затухание в области ниже зоны ионизации усиливается приблизительно $\sim (\delta r)^2$, тогда как эффективность раскачивающего действия зоны ионизации ограничена конечной поглощат. способностью зоны и с ростом амплитуды быстро стремится к насыщению: при большой амплитуде повышение темп-ры

при сжатии будет достаточным для полной ионизации вещества в раскачивающей области, поэтому коэфф. κ перестанет возрастать и зона перестанет задерживать теплоту в фазе макс. сжатия. В результате при определённой амплитуде будет достигнут баланс между раскачивающим действием зоны ионизации и затуханием в более глубоких областях, и в дальнейшем колебания будут происходить с постоянной амплитудой. Для моделей цефеид и звёзд типа RR Лир амплитуды установившихся П. согласуются с наблюдаемыми значениями. Для моделей звёзд типа δ Щита раскачивающий эффект зон ионизации при амплитудах, близких к наблюдаемым, ещё далёк от насыщения, и предполагают, что ограничение амплитуды П. этих звёзд связано с взаимодействием различных мод колебаний, в данном случае с перекачкой механич. энергии от неустойчивых мод к устойчивым.

Теория радиальных колебаний, возбуждаемых ионизац. механизмами, хорошо объясняет осн. особенности П. з. в полосе неустойчивости (цефеиды, переменные типа RR Лир, δ Щита), хотя ряд вопросов ещё не решён. П. долгопериодических, полуправильных и неправильных переменных изучены значительно хуже, отчасти из-за трудностей, связанных с необходимостью учёта взаимодействия П. с конвекцией, очень эффективной в оболочках этих звёзд. Переменность белых карликов и нек-рых звёзд типа β Цефея связана, вероятно, с их нерадиальными колебаниями, однако механизмы возбуждения П. этих звёзд пока неизвестны. Солнце также явл., по-видимому, пульсирующей звездой, испытывающей различные виды радиальных и нерадиальных колебаний с периодами от нескольких мин до нескольких ч (см. *Колебания и волны на Солнце*).

Лит.: Жевакин С. А., Теория звездных пульсаций, в кн.: Пульсирующие звезды, М., 1970; Кокс Дж., Теория звездных пульсаций, пер. с англ., М., 1983.
С. А. Жевакин, А. А. Памятных.



РАДИОАСТРОНОМИЯ

Содержание:

1. Введение	533
2. Условия радиоастрономических исследований	533
3. Что наблюдают и изучают радиоастрономы	534
4. Основные этапы развития и достижения радиоастрономии	536
5. Заключение	541

1. Введение

Р. — раздел астрофизики, изучающий различные космич. объекты методом исследования их эл.-магн. излучения в диапазоне радиоволн (от миллиметровых до километровых). Объектами изучения явл. практически все космич. тела и их комплексы (от тел Солнечной системы до Метагалактики), а также вещество и поля, заполняющие космич. пространство (*межпланетная среда, межзвёздный газ, межзвёздная пыль и магн. поля, космические лучи*, реликтовое излучение и т. п.). Метод исследования — регистрация космич. радиоизлучения с помощью *радиотелескопов*.

Р. зародилась в начале 30-х гг. 20 в., когда амер. радиоинженер К. Янский изучал помехи радиотелефонной связи. Для этой цели он сконструировал направленную антенну и использовал довольно высокочувствительный по тем временам приёмник. Наряду с помехами земного, атмосферного происхождения (грозовые разряды, ионосферные шумы и др.) Янский заметил вариации мощности радиошума, коррелировавшие с периодом вращения Земли, и вскоре надёжно установил космическое происхождение источника этих сигналов.

До 2-й мировой войны космич. радиоизлучение не интересовало астрономов. Новый метод исследования космоса требовал новых, необычных инструментов наблюдения и новых, владеющих этим методом исследователей.

Во время 2-й мировой войны ускорилось развитие радиофизики и радиотехники. Антенны и высокочувствит. приёмники созданных в это время радарных систем дали мощный толчок развитию радиоастрономич. исследований. С 1950-х гг. началось бурное развитие Р.

2. Условия радиоастрономических исследований

Радиоволны, распространяющиеся в космич. пространстве, могут быть зарегистрированы наземными приёмниками в диапазоне частот от $\nu \approx 10$ МГц ($\lambda \approx 30$ м) до частоты ≈ 30 ГГц ($\lambda \approx 1$ см; см. *Прозрачность земной атмосферы*). Радиоволны с $\lambda > 30$ м не проходят (поглощаются или отражаются) через ионосферу Земли (см. *Верхняя атмосфера*). Наблюдения в этом диапазоне могут проводиться радиотелескопами, вынесенными за пределы атмосферы. Радиоволны с $\lambda < 1$ см поглощаются молекулами атмосферных газов. Однако эта граница атмосферного «радиоокна» не резкая. Она представляет собой ряд интервалов прозрачности и полупрозрачности между полосами поглощения молекул, что позволяет проводить наземные наблюдения на нек-рых волнах миллиметрового диапазона, в частности вблизи длин волн 8, 4 и 2,6 мм.

Радиоастрономич. наблюдения, в отличие от оптических, можно проводить и в облачную погоду, т. к. атмосферные условия слабо влияют на прохождение радиоволн (кроме коротковолнового сантиметрового и миллиметрового диапазонов).

Радиоастрономич. обсерватории оснащены большими радиотелескопами, основой к-рых явл. специально сконструированные и построенные антенны или комплексы антенн. Они снабжены набором высокочувствит. приёмных устройств — *радиометров*, а также

спец. многоканальными приёмниками излучения для целей радиоспектроскопии в различных радиолиниях, устройствами для исследования линейной и круговой поляризации радиоволн. В радиоастрономич. эксперименте широко применяются ЭВМ, облегчающие процесс регистрации принимаемого радиоизлучения и, главное, обработки данных наблюдений. Отдельно взятый радиотелескоп не может «перекрыть» весь диапазон радиоволн, в к-ром ведутся радиоастрономич. исследования. В длинноволновой области (декаметровые, метровые волны) применяются, как правило, сложные антенны, «набранные» из многих десятков и сотен элементов (напр., диполей). В дециметровом и сантиметровом диапазонах длин волн с успехом используются большие полу- и полноповоротные параболич. антенны. Антенны этого типа применяются и в миллиметровом диапазоне, но требования к точности изготовления зеркал здесь выше.

Т. о., исследование космич. радиоизлучения во всём диапазоне явл. задачей, решение к-рой возможно лишь с использованием многих радиотелескопов различных обсерваторий мира. Это требует координации и кооперации работы радиоастрономов многих стран, эффективного обмена научной информацией, т. е. тесного международного сотрудничества.

3. Что наблюдают и изучают радиоастрономы

Если бы «радионебо» можно было видеть так же, как мы видим в ясную ночь звёздное небо, нам представилась бы картина, существенно отличающаяся от той, к-рая наблюдается в световых лучах. Мы увидели бы более широкую (в 2—3 раза) яркую полосу вдоль Млечного Пути со значит. увеличением яркости в галактическом центре (в оптич. излучении центр ненаблюдаем из-за сильного поглощения света межзвёздной пылью). Всё небо было бы усеяно «радиозвёздами» и протяжёнными туманностями различной яркости. При сопоставлении вида неба в световых и радиолучах мы обратили бы внимание на странное, на первый взгляд, несоответствие: на месте многих оптически ярких звёзд не было бы видно даже слабых «радиозвёзд», в то время как нек-рые оптически слабые объекты, не-

видимые невооружённым глазом, в радиолучах были бы очень яркими. При помощи сильного оптич. телескопа на месте нек-рых ярких «радиозвёзд» мы увидели бы далёкие туманности и слабые звездообразные объекты — галактики и квазары. Самым ярким объектом «радионеба» остаётся Солнце (из-за близости к нам). Однако мощность его радиоизлучения в миллионы раз меньше оптического. Это сравнение показывает, насколько слабо, вообще говоря, радиоизлучение космоса и почему его интенсивное исследование стало возможным лишь после создания гигантских высокочувствит. радиотелескопов. Вторым по потоку радиоизлучения источником явл. галактика туманность в созвездии Кассиопеи (радиоисточник Кассиопея А) — остаток вспышки сверхновой звезды. Но уже следующим по наблюдаемому потоку излучения объектом явл. радиоисточник в созвездии Лебедя, отождествляемый с далёкой (расстояние ок. 200 Мпк) слабой (16-й звёздной величины) туманностью (радиогалактика Лебедь А). Абсолютное большинство наиболее мощных радиоисточников на «радионебе» — внегалактич. объекты (радиогалактики и квазары).

Непрерывное радиоизлучение явл. излучением больших ансамблей заряженных частиц (прежде всего электронов). Быстро и хаотически меняющийся во времени «радиошум» «размазан» по широкому интервалу радиочастот, т. е. имеет непрерывный частотный спектр. Одна из задач радиоастрономич. исследований — определение спектр. распределения потока энергии, приспосабливаемого радиоволнами от космич. объектов. Спектр. состав радиоизлучения — важная характеристика механизма излучения. Осн. механизмами непрерывного радиоизлучения являются тормозное излучение и магнитотормозное излучение (в т. ч. синхротронное излучение). Осн. механизм радиоизлучения в линиях связан с переходами между уровнями энергии атомов и молекул.

Регистрируемое на некоторой частоте ν радиоизлучение космич. объекта выражают в т. н. ед. спектральной плотности потока F_ν [$\text{Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{Гц})$] (см. *Ян-ский*).

На простом примере измерения F_ν проиллюстрируем, как проводятся ра-

дионаблюдения. Радиотелескоп наводится на точку небесной сферы, в которой расположен или через которую вследствие её суточного вращения должен пройти исследуемый радиоисточник. Самопишущий регистратор приёмника (напр., вольтметр) записывает кривую изменения антенной температуры ΔT_a . Чтобы получить из записи ΔT_a поток F_ν , необходимо выразить ΔT_a в К, т. е. прокалибровать приращение антенной темп-ры. Тогда поток от источника определяется по ф-ле $F_\nu = 2k\Delta T_a/A_\lambda$, где A_λ — известная эффективная площадь антенны радиотелескопа. Для калибровки используют либо запись радиоисточника с уже хорошо известным потоком F_ν , либо подключение ко входу радиометра согласованных нагрузок (сопротивлений с известной темп-рой, а следовательно, мощностью «радиошума»). На рис. 1 приведён пример записи прохождения радиоисточника через диаграмму направленности неподвижной антенны. На записи видна флуктуационная (шумовая) дорожка, характеризующая минимальную чувствительность радиотелескопа, а также калибровочная «ступенька» от генератора шума.

Радиотелескоп, работающий на некоторой частоте ν , представляет собой «монокроматический» инструмент, регистрирующий излучение в полосе $\Delta\nu$, и, следовательно, даёт лишь одну «точку» на спектре источника. Построение и исследование непрерывных спектров радиоизлучения требует измерений F_ν на многих частотах. На рис. 2 приведены построенные по отдельным «точкам» спектры синхротронного излучения ряда радиоисточников широко известного третьего Кембриджского каталога (3С).

Другой, более сложной, задачей Р. явл. исследование структуры радиоисточников. Если ширина диаграммы направленности радиотелескопа больше угловых размеров источника, она решается с помощью сложных многоантенных радиointерферометров. Разрешение деталей структуры размером от секунд до неск. десятков секунд дуги осуществляется системами апертурного синтеза (см. *Апертурного синтеза метод*). Напр., система VLA (США) позволяет получать на длинах волн сантиметрового диапазона радиоизображения с разрешением до $0,6''$ — $1,0''$, что

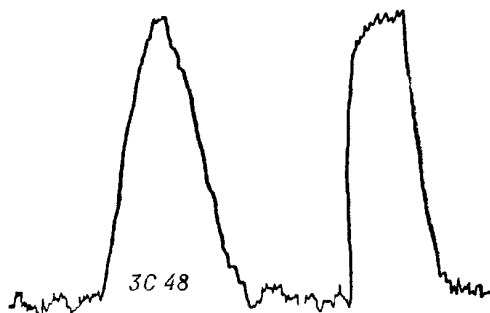


Рис. 1. Образец записи космического радиоисточника (квazar 3С 48) на волне 32 см. $\Delta T_a \approx 5$ К. Справа на записи калибровочная «ступенька» от шумового генератора.

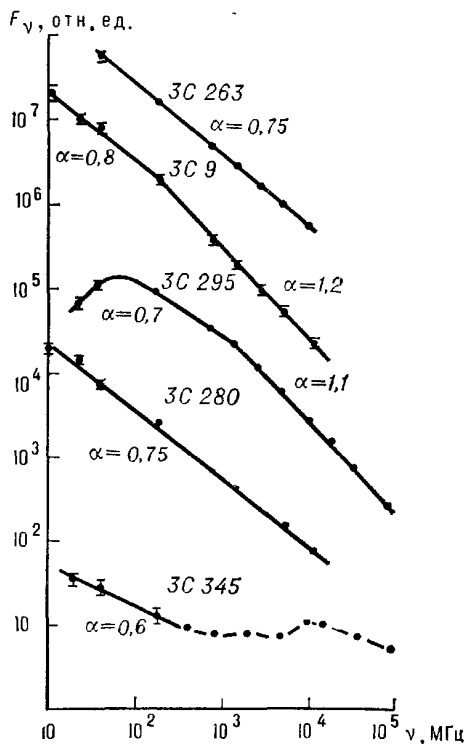


Рис. 2. Примеры непрерывных спектров радиоизлучения некоторых радиоисточников каталога 3С (3С 295 — радиогалактика, остальные объекты — квазары). Указаны значения спектральных индексов α . В квазаре 3С 345 коротковолновая часть спектра (пунктир) переменна.

соответствует разрешающей способности самых больших наземных оптич. телескопов. В тысячу раз более высокое разрешение структуры источников радиоизлучения (до десятых долей миллисекунды дуги) достигается методом

радиоинтерферометрии со сверхдлинными базами. Этим методом изучаются компактные образования в ядрах галактик и квазаров, источники мазерного излучения в линиях молекулы H_2O ($\lambda = 1,35$ см). На рис. 3 приведены радиоизображение (линии равной интенсивности излучения — радиоизотопы) галактики ЗС 111 (видны характерная для многих внегалактич. объектов двойная структура и неразрешённый на этой волне радиоисточник в центре галактики) и радиоизображение центрального радиоисточника, полученные, соответственно, методом апертурного синтеза и методом интерферометрии со сверхдлинной базой.

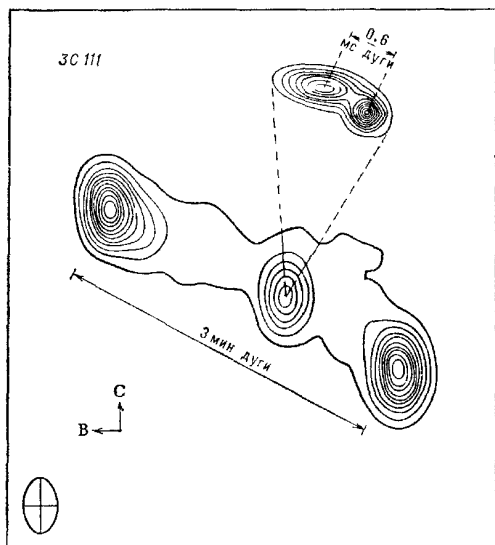


Рис. 3. Структура источника излучения в радиогалактике ЗС 111 (на волне 21 см) и её центрального компонента (вверху), наблюдаемого на волне 2.8 см. В левом нижнем углу — размеры диаграммы направленности интерферометра на волне 21 см.

Помимо спектров излучения и структуры радиоисточников исследуются также поляризация излучения, распределение поляризов. излучения по видимой структуре источников (рис. 4). Это позволяет получать данные о структуре магн. полей, а также (на основе *Фарадея эффекта*) о св-вах среды (напр., о плотности плазмы как в области формирования излучения, так и на пути его распространения).

Радиоизлучение многих космич. объектов переменнo с различными характеристич. временами. Разнообразны,

напр., явления переменности радиоизлучения активного Солнца, Юпитера, пульсаров. Наконец, обнаружена и всесторонне изучается переменность радиоизлучения на сантиметровых и дециметровых длинах волн многих внегалактич. объектов (радиогалактик и квазаров).

Важным направлением Р. явл. радиоспектроскопия — исследование излучения космич. объектов в различных радиолниях, таких, как радиолния 21 см нейтрального водорода, в линиях возбуждённого водорода, гидроксила ОН ($\lambda = 18$ см), воды H_2O ($\lambda = 1,35$ см) и многих др. молекул.

4. Основные этапы развития и достижения радиоастрономии

В 1945—46 гг. были проведены первые успешные эксперименты по радиолокации Луны. В последующие годы этот активный метод исследования различных тел Солнечной системы позволил с высокой точностью определять расстояния и, в частности, уточнить астрономическую единицу длины, а также детально изучить строение твёрдых поверхностей ряда планет (см. *Радиолокационная астрономия*).

В 1951 г. сразу тремя группами радиоастрономов в Нидерландах, США и Австралии была открыта предсказанная в 1944 г. голл. астрономом ван де Хюлстом радиолния водорода 21 см (возможность её обнаружения в излучении Галактики существовавшими в то время средствами была показана И. С. Шкловским в 1948 г.). Холодные области межзвездной среды, где практически все атомы водорода (подчёркнём, что это осн. элемент в космич. пространстве) находятся в нейтральном состоянии, нельзя наблюдать никакими др. методами. Поэтому линия 21 см — важнейший инструмент исследования межзвёздного водорода, позволяющий получать важные сведения о его массе, характере распределения и кинематике как в нашей Галактике, так и во многих др. близких галактиках.

В 50-е гг. 20 в. интенсивно изучалось радиоизлучение Солнца и были открыты его осн. особенности. Изучалось радиоизлучение планет. Исследование радиоизлучения Луны на различных длинах волн позволило, в частности, установить, что её поверхность покрыта значит. слоем пыли; было обнаруже-

но, что поверхность Венеры имеет высокую ($\approx 600\text{K}$) темп-ру; изучались физ. условия и на поверхности др. планет, в частности Марса и Меркурия; была открыта обширная *магнитосфера* планеты Юпитер, а также его мощное спорадич. всплесковое излучение на дециметровых длинах волн.

На метровых длинах волн изучалось фоновое радиоизлучение Галактики, были проведены первые интерферометрич. наблюдения, выявившие ряд интенсивных дискретных радиоисточников, составлены их первые каталоги. Отдельные радиоисточники были отождествлены с галактич. остатками *всплесков сверхновых* звёзд и *зонами III*.

4486 (Дева А), NGC 5128 (Кентавр А) и др., началось всестороннее исследование радиогалактик. В 1953 г. обнаружена двойная структура источника в радиогалактике Лебедь А, оказавшаяся типичной для многих внегалактич. радиоисточников (см. *Радиогалактики*).

В конце 50-х — начале 60-х гг. был проведён ряд детальных обзоров неба, что позволило обнаружить значит. число дискретных радиоисточников. Отметим Кембриджские (Великобритания) обзоры неба и соответствующие каталоги радиоисточников, обзоры, проведённые в Австралии (MSH и PKS) и США (обзор Нац. радиоастрономич. обсерватории NRAO, Калифорнийского

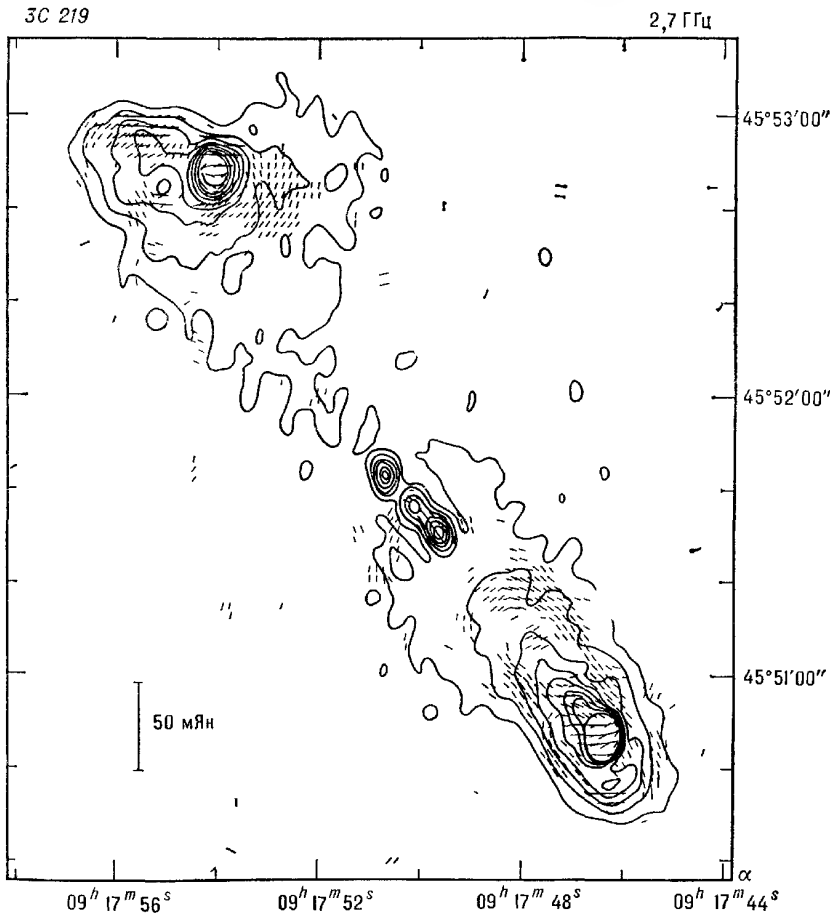


Рис. 4. Наблюдаемое линейно поляризованной составляющей излучения двойного радиоисточника 3C 219. Длина и направление чёрточек показывают величину поляризации и ои части излучения (шкала приведена вверху слева) и направление, характерное для магнитных полей. В структуре источника видны уярчения у внешних краев компонентов («горячие пятна») и «хвосты», тянущиеся от них к галактике.

В 1951 г. амер. астрономы У. Бааде и Р. Минковский отождествили мощный радиоисточник в созвездии Лебедя с далёкой галактикой (радиогалактика Лебедь А). Вскоре были отождествлены радиоисточники с галактиками NGC

технологич. института — СТ, Огайского университета — О и др.). Интерферометрич. методами уточнялись координаты источников, что позволило сделать надёжные оптич. отождествления, приведшие к ряду открытий. Число из-

вестных (содержащихся в каталогах) дискретных радиоисточников достигло неск. десятков тыс. Абсолютное большинство их — внегалактические. Поскольку радиоастрономич. методы дают возможность проникнуть во Вселенную значительно глубже, чем оптические, можно надеяться на решение радиоастрономией ряда космологич. проблем. Попытки такого рода, основанные на подсчётах радиоисточников и анализе зависимости их числа N от наблюдаемого потока F_ν (построение кривых $\lg N - \lg F_\nu$), пока не дали однозначного ответа на вопрос о строении Вселенной. Следует отметить тем не менее, что радиоастрономич. наблюдения свидетельствуют о высокой степени изотропии видимого распределения внегалактич. радиоисточников по небу (подтверждая предположение о крупномасштабной изотропии мира), а также о нехватке числа источников с малыми потоками (по сравнению с тем числом, к-рое можно было бы ожидать при их однородном пространств. распределении, напр. в статической евклидовой модели Вселенной; см. *Космология*).

Важным достижением теоретич. Р. было установление в 50-е гг. синхротронной природы радиоизлучения многих космич. радиоисточников. Изучение распределения радиояркости и областей, обнаруживающих нестационарность радиоизлучения, даёт информацию о вероятных источниках космич. лучей. Достаточно хорошо разработанный теоретич. аппарат позволяет по наблюдаемым параметрам синхротронного радиоисточника (поток излучения, размеры источника) оценивать напряжённость магн. поля, концентрацию релятивистских электронов, полное энергосодержание (энергетику) радиоисточников.

Особенно богатыми на открытия в Р. были 60-е годы. В 1963 г. ряд интенсивных радиоисточников был отождествлён с далёкими звездообразными оптич. объектами — *квазарами*. Методами оптич. спектроскопии было установлено, что они имеют значит. *красные смещения* эмиссионных линий (известны квазары с красным смещением до 3,7) и, следовательно, находятся на больших космологич. расстояниях. Большой интерес, обусловивший всестороннее интенсивное исследование этих необычных объектов, объясняется их необычно мощным эл.-магн. излучением в широчайшем диапазоне длин волн —

от радиоволн до рентгеновских, а также тем обстоятельством, что они явл. своеобразными пространств. реперами во Вселенной.

В том же году было открыто излучение в радиолиниях гидроксила OH ($\lambda \approx 18$ см). Дальнейшие исследования этого излучения показали, что оно обусловлено мазерным механизмом, а источниками явл. очень компактные, богатые молекулами газопылевые комплексы вблизи зарождающихся звёзд (см. *Мазерный эффект*, *Звездообразование*).

В 1964 г. были открыты предсказанные Н. С. Кардашевым радиолинии возбуждённого водорода (см. *Рекомбинационные радиолинии*) и радиоастрономы получили новый эффективный метод исследования областей ионизованного водорода (зон HII) как в нашей, так и в др. галактиках.

В 1965 г. было сделано одно из фундаментальных открытий Р. — обнаружено реликтовое радиоизлучение (см. *Микроволновое фоновое излучение*). Это радиоизлучение свидетельствует, что в прошлом расширяющаяся Вселенная была плотной, имела очень высокую температуру вещества, находившегося в равновесии с излучением (см. *Модель горячей Вселенной*).

В том же году было сделано ещё одно интересное и неожиданное открытие — обнаружена переменность радиоизлучения квазаров и радиогалактик (рис. 5), связанная с мощными выбросами излучающего вещества из активных ядер этих объектов (см. *Ядра галактик*). С этого времени проводятся систематич. исследования вариаций потока, а также изменений степени и позиционного угла линейно поляризованной составляющей радиоизлучения.

В 1967 г. англ. радиоастрономами (Дж. Белл, М. Райл, Э. Хьюиш и др.) были открыты галактич. радиоисточники с импульсным характером излучения — *пульсары*. Детальные исследования особенностей радиоизлучения пульсаров, наряду с развитием теоретич. представлений об этих объектах, позволили надёжно установить, что они представляют собой быстро вращающиеся *нейтронные звёзды*. Была установлена связь пульсаров с остатками взрывов сверхновых звёзд.

В 1969—71 гг. методом интерферометрии со сверхдлинными базами было обнаружено явление видимого (кажущегося) сверхсветового расширения струк-

тур в ядрах квазаров и радиогалактик. Как показали дальнейшие детальные исследования, это расширение носит характер быстрого относит. движения (разделения) отдельных компонентов структуры. Видимая скорость разлёта

и скоростью сгустков v ($v \approx c$) излучающего вещества видимая (наблюдаемая) скорость движения в проекции на картинную плоскость $v_{\text{вид}} = v \cdot \sin \varphi / (1 - \frac{v}{c} \cos \varphi)$ может быть во много раз боль-

ше скорости света из-за того, что фактор $1 - \frac{v}{c} \cos \varphi \ll 1$. Отметим, что явление видимого сверхсветового разделения (разлёта) компактных околоядерных радиоструктур тесно связано с наблюдаемой переменностью радиоизлучения.

В 70-е гг. не было таких ярких от-

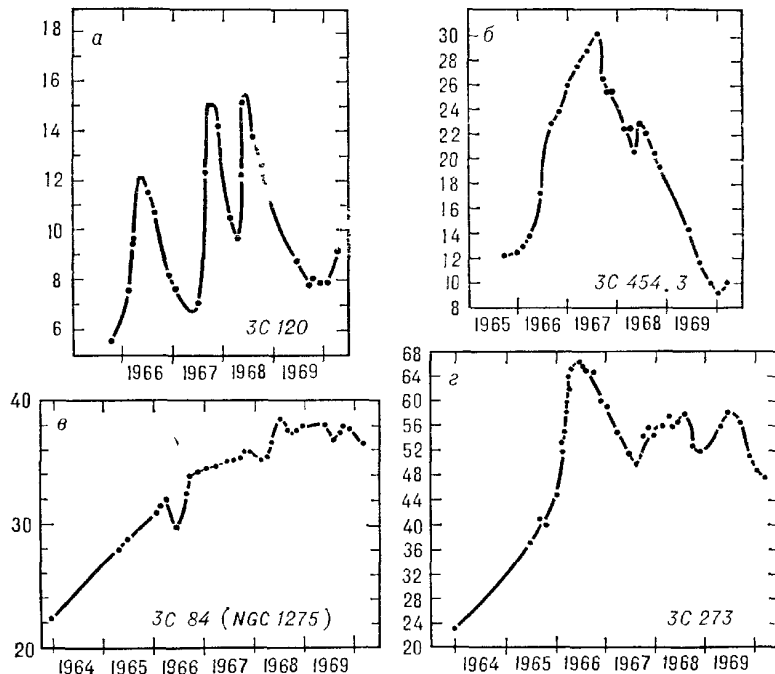


Рис. 5. Первые наблюдения переменного радиоизлучения квазаров 3C 273, 3C 454.3 и радиогалактик 3C 120, 3C 84 на волне 2 см. По осям отложены поток излучения в Ян и время (годы) наблюдений.

компонентов варьирует в различных объектах от 4–6 с до 12–20 с. На рис. 6 приведена структура околоядерного радиоисточника в квазаре 3C 345 [красное смещение $z = 0.59$, расстояние при постоянной Хаббла $H = 100$ км/(с·Мпк), ок. 1800 Мпк], а на рис. 7 характер систематич. увеличения углового расстояния между его компонентами с 1969 по 1977 гг.

Ср. угловая скорость разделения источников составляла 0,17 мс дуги в год, что соответствует видимой линейной скорости разлёта ок. 6 с. Имеются разнообразные теоретич. модели, объясняющие это явление. Наиболее вероятными явл. выбросы с релятивистскими скоростями отдельных «плазмонов» (структур, содержащих магн. поля, плазму и релятивистские частицы) из активных ядер объектов, либо инжекция отдельных сгустков релятивистских частиц в регулярно расширяющуюся трубку магн. поля в полосе его биполярной структуры. При достаточно малых углах φ между лучом зрения

крытий, как в 60-е, хотя исследования космоса методами Р. продолжались с нарастающей интенсивностью. Следует отметить проведение ряда глубоких обзоров локальных областей неба, позволивших обнаружить радиоисточники с потоками вплоть до неск. десятков и даже единиц мЯн: обзор 5С (Кембридж, Вели-

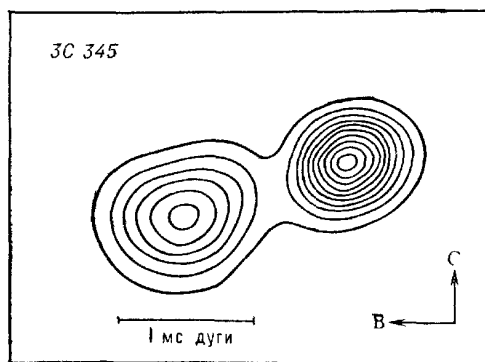


Рис. 6. Структура компактного околоядерного радиоисточника в квазаре 3C 345, наблюдавшаяся в июле 1975 г. на волне 2,8 см.

кобритания), обзор на радиотелескопе РАТАН-600 (СССР). Обзоры показали заметный дефицит радиоисточников с малыми потоками. Это, по-видимому, явл. важным указанием на то, что имеющимися обзорами исчерпываются все

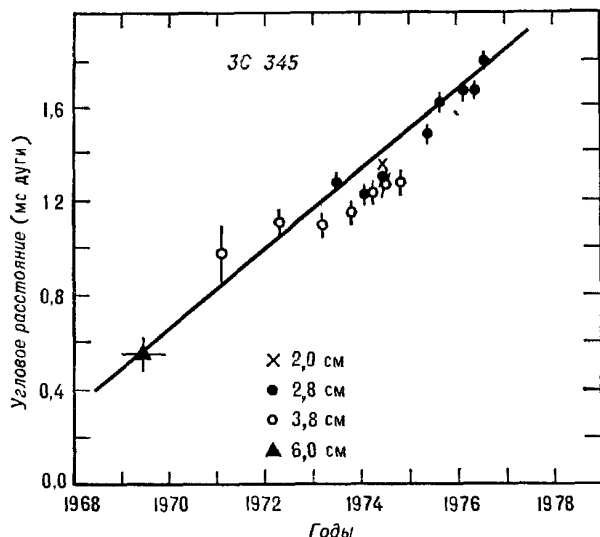


Рис. 7. Зависимость от времени углового расстояния между двумя компонентами околоядерного источника в квазаре 3C 345.

мощные далёкие внегалактич. радиоисточники (квазары, радиогалактики), вплоть до горизонта Вселенной.

Следует отметить также обнаружение в межзвёздной среде линий радиоизлучения большого числа молекул, в т. ч. сложных органических (см. *Молекулы* в межзвёздной среде).

Важные результаты радиоастрономич. исследований связаны с изучением объектов Метагалактики. Совокупность данных наблюдений свидетельствует о том, что в мощных внегалактич. радиоисточниках (квазарах, радиогалактиках), часто обладающих двойной структурой, областями выделения энергии явл. их активные ядра. Характер структуры и магн. поля радиоисточников, наряду с наличием центральных околоядерных переменных источников излучения, свидетельствует о существовании какого-то механизма переноса энергии из ядер в компоненты двойных структур, в область их «горячих пятен», а уже через них — в протяжённые образования типа «хвостов» и «мостов». Однако до сих пор неясно, в какой форме и как передаётся эта энергия.

Методом апертурного синтеза в ряде двойных радиоисточников были найде-

ны узконаправленные (коллимированные) выбросы излучающей материи. Эти выбросы тянутся непосредственно от ядер к одному из компонентов двойной структуры. Явление одностороннего выброса иллюстрирует рис. 8, где показана общая сложная структура радиогалактики NGC 6251. Интересен односторонний видимый характер выбросов (всегда контрастно видна одна струя, тянущаяся к одному из двух компонентов). Это можно объяснить либо релятивистской скоростью движения струй, как целого, когда из-за *Доплера эффекта* более интенсивной и потому легче наблюдаемой явл. струя, движущаяся к наблюдателю, либо анизотропным излучением релятивистских электронов, движущихся от ядер к периферии в

«каналах», образованных крупномасштабным магн. полем.

При большом объеме материала, накопленного за десятилетия наблюдений, мы ещё далеки от правильного понимания большей части явлений, происходящих в различных радиоисточниках. В частности, неясна природа активных ядер, ускорения релятивистских частиц и их «канализации» в протяжённые радиоструктуры, природа магн. полей и т. п. Р. располагает значит. количеством сведений об интегральных характеристиках радиоисточников (спектрах, светимостях, поверхностной яркости, структуре, энергосодержании и т. д.), существуют соотношения между параметрами радиоисточников, к-рые имеют эволюционный смысл. Однако отдельные, известные детали еще не создают полной картины и предстоит длительная работа, чтобы соединить все звенья в единую цепь представлений о природе и эволюции космич. радиоисточников.

5. Заключение

Ко 2-й половине 20 в. оформились осн. направления радиоастрономич. исследований. За сравнительно корот-

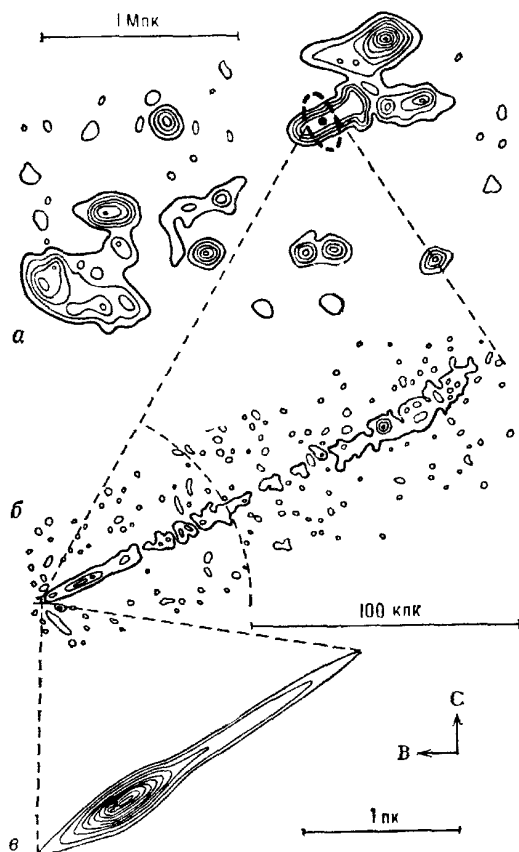


Рис. 8. Структура двойного радиоисточника в радиогалактике NGC 6251 (а); гигантского выброса, тянущегося от ядра галактики к одному из компонентов и расположенного в отмеченной эллипсом области (б); а также околоядерного источника (в). Около каждого радиоизображения указан соответствующий ему масштаб.

кое время они стали важнейшим источником информации о физических процессах, происходящих в космосе, обогатили наши знания выдающимися открытиями.

Методы радиоастрономич. исследования непрерывно совершенствуются и широко применяются при изучении Солнца и Солнечной системы, Галактики и различных дискретных радиоисточников в ней, внегалактических радиоисточников и Метагалактики в целом.

При всей важности Р. она явл. не отдельной, изолированной наукой, а лишь большим разделом астрофизики и частью древнейшей науки — астрономии. Развитие Р. тесно связано с развитием др. направлений астрономич. исследо-

ваний (оптич., ИК-, УФ-, рентг. и гамма-астрономии).

Лит.: Каплан С. А., Элементарная радиоастрономия, М., 1966, Шкловский И. С., Космическое радиоизлучение, М., 1956, Стейнберг Ж., Леку Ж., Радиоастрономия, пер. с Франц, М., 1963, Пахомович А., Радиоастрофизика, пер. с англ., М., 1973; его же, Радиогалактики, М., 1980. В. Н. Курячий

РАДИОГАЛАКТИКИ — галактики, являющиеся источниками мощного эл.-магн. излучения в радиодиапазоне.

Термин «Р.» возник в результате отождествления в 50-х гг. 20 в. ряда мощных источников космич. радиоизлучения с относительно слабыми источниками оптич. излучения — далёкими галактиками. Выделение Р. как особого класса галактик в известной степени условно, поскольку в настоящее время установлено, что практически все галактики излучают в радиодиапазоне (правда, с большим различием в мощности излучения — от 10^{37} до 10^{44} эрг/с).

С другой стороны, есть все основания считать, что квазары, являющиеся наиболее мощными радиоисточниками (10^{43} — 10^{45} эрг/с), по-видимому, также представляют собой далёкие звёздные системы — галактики (см. *Ядра галактик* и *Квазары*). Т. о., собственно к Р. можно отнести радиоисточники с мощностью радиоизлучения в диапазоне 10^{42} — 10^{44} эрг/с, что характерно для массивных (10^{12} — $10^{13} M_{\odot}$) гигантских эллиптич. галактик (типа Е, см. классификацию морфологич. типов галактик в статье *Галактики*). По особенностям структуры, выявленным на основе наблюдений в оптич. лучах, Р. делят дополнительно на неск. типов. Наиболее мощными радиоисточниками явл. т. н. D-галактики — E-галактики с протяжёнными оптическими оболочками (коронами).

Существуют Р. промежуточных типов: Р. типа DE занимают промежуточное положение между D- и чистым E-типами; Р. типа DB обладают св-вами D-галактик, но отличаются ещё тем, что их центральные области выглядят раздвоенными. Это раздвоение в ряде случаев связано с проецированием на центральную область галактики мощного газово-пылевого диска. Наконец, сравнительно редкую группу Р. образуют т. н. N-галактики с ярким звездообразным ядром, обнаруживающим неремонность блеска. В скоплениях га-

лактик самые мощные радиоисточники всегда отождествляются с их ярчайшими и массивнейшими членами — с т. н. сD-галактиками.

Эллиптич. Е-галактики, как правило, довольно бедны межзвёздным газом. Однако в оптич. спектрах ядер Р. всегда присутствуют интенсивные эмиссионные линии различных хим. элементов межзвёздной среды. По-видимому, наличие не связанного в звёзды газа в ядрах и околоядерных областях Е-галактик играет важную роль в энерговыделении, приводящем к образованию Р. Ширины эмиссионных линий (водорода, углерода и др. химических элементов) свидетельствуют о больших скоростях внутренних движений газа в ядрах — от 300—600 км/с до нескольких тыс. и даже десятков тыс. км/с.

По характерным для Р. структурным и спектр. св-вам с Р. отождествлено уже более 2 тыс. источников космич. радиоизлучения. У радиоизлучения Р. в диапазоне частот от 10 МГц до 10—80 ГГц наблюдается, как правило, степенная зависимость спектр. плотности потока излучения F_ν от частоты ν ($F_\nu \sim \nu^{-\alpha}$, α — спектральный индекс; см. примеры спектров на рис. 1). Радиоизлучение имеет, несомненно, синхротронную природу — излучают релятивистские электроны, движущиеся в магн. полях Р. (см. *Синхротронное излучение*). Важным свидетельством в пользу этого заключения служит наблюдаемая линейная поляризация радиоизлучения (в среднем 8—10%). Степень линейной поляризации возрастает до 40—60% для отдельных компактных деталей структуры Р., что близко к предельно возможной степени поляризации (ок. 70%) синхротронного излучения и свидетельствует об определённой (в масштабах до десятков кпк) упорядоченности их магн. полей. По оценкам, напряжённость магн. поля Р. составляет 10^{-4} — 10^{-6} э в протяжённых радиоструктурах и 10^{-2} — 10^{-4} э в компактных околоядерных образованиях.

Карты распределения радиояркости (радиоизофоты) показывают, что в Р., как правило, имеется два излучающих облака (компонента), располагающихся более или менее симметрично относительно галактики, видимой в оптич. лучах. Обычно излучающие в радиодиапазоне облака находятся в 10—100 кпк от галактики, далеко за пределами её звёзд-

ной составляющей. Известны Р., в к-рых расстояние между компонентами радиоизлучения достигает 2—5 Мпк. На радиоизофотах обычно хорошо видно, что ярчайшими участками радиокомпонентов явл. их внеш. края. Компоненты имеют различную протяжённость и объём, и если предположить, что плотность энергии магн. поля и релятивистских частиц в них примерно равны, то заключённая в них энергия может достигать 10^{58} — 10^{59} эрг.

Пока нет общепринятой теории образования характерных для Р. двойных радиоисточников. Из анализа данных наблюдений следует, что радиоисточники образуются в результате выделения энергии в ядре галактики, но не мгновенного, взрывного, характера, а более длительного (10^7 — 10^9 лет) и непрерывного, сопровождающегося выбросом струй плазмы с релятивистскими скоростями в двух противоположных направлениях. По-видимому, важную роль при этом играет биполярный характер магн. поля ядра галактики, из магн. полюсов к-рого вдоль силовых линий поля вытекают струи релятивистской плазмы. Со временем излучающие в радиодиапазоне облака плазмы расширяются, расстояние между ними увеличивается. О незатухающей активности ядер Р. свидетельствуют обнаруживаемые вблизи ядер компактные радиоисточники, наиболее контрастно выделяющиеся при наблюдениях в диапазонах сантиметровых и миллиметровых волн. У нек-рых Р. обнаружены (по синхротронному излучению) крупномасштабные остронаправленные струи выброшенного из ядер вещества, напр. выбросы («джеты») в Р. Дева А (NGC 4486, М 87), NGC 6521 и в ряде др. Повышенная яркость внеш. краёв компонентов двойной радиоструктуры связана, по-видимому, с явлением динамич. сжатия наружных частей плазменных облаков при движении их от галактики к периферии в результате взаимодействия с сравнительно плотной (10^{-3} — 10^{-4} частиц/см³) межгалактич. средой.

Наиболее полно изучены Р., отождествлённые с внегалактическими радиоисточниками Лебедь А, Кентавр А, Дева А.

Лебедь А — самый мощный внегалактич. источник радиоизлучения, расположенный в созвездии Лебедя. Отождествлён в 1951 г. с Е-галактикой

(ДВ-радиогалактикой) 16-й *звёздной величины*. Красное смещение галактики $z = 0,057$ (т. е. расстояние до неё ок. 200 Мпк). Газово-пылевой слой в центре галактики обуславливает характерное раздвоение её оптич. изображения. Оптич. методами обнаружено излучение сильноионизованной плазмы в области ядра галактики; установлено также, что галактика вращается вокруг оси, лежащей в картинной плоскости и направленной вдоль прямой, соединяющей два ярких компактных компонента радиоизлучения. На рис. 2

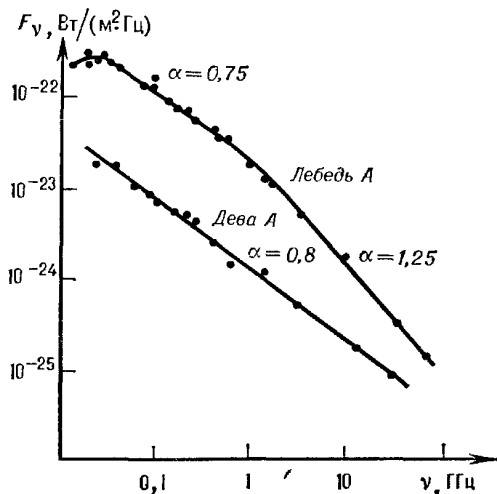


Рис. 1. Спектры радиоизлучения некоторых типичных радиогалактик.

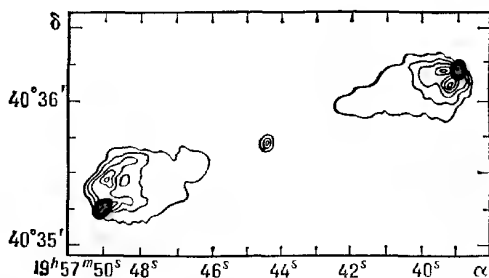


Рис. 2. Радиоизображение (радиоизофоты) галактики Лебедь А. Зачернены очень яркие области компонентов двойной структуры. Между ними расположены компактный радиоисточник в центре галактики. α — прямое восхождение, δ — склонение.

приведено радиоизображение Р. Лебедь А. Угловое расстояние между яркими областями компонентов двойной структуры ок. $2'$ (приблизительно 80 кпк).

Верхний предел скорости разлёта компонентов равен 0,02 скорости света. В ядре галактики обнаружен компактный радиоисточник с уплотнённым спектром (с малым значением спектр. индекса). Полная радиосветимость доминирующей в радиоизлучении двойной структуры $\approx 3 \cdot 10^{44}$ эрг/с, она сравнима с радиосветимостью двойных структур многих квазаров. Спектр радиоизлучения (рис. 1) имеет характерный излом, типичный для многих двойных радиоисточников.

Кентавр А (NGC 5128) — радиоисточник в созвездии Кентавра, ближайшая к нам Р. (расстояние ок. 4 Мпк). На фотографии этой Р. (рис. 3) хорошо видно, что она имеет сфероидальную форму, виден также поглощающий свет звёзд газово-пылевой диск, наблюдаемый практически с ребра. Радиоизображение галактики (рис. 4) показывает, что Р. содержит протяжённый радиоисточник, к-рый представляет собой старую, сильно расширившуюся двойную структуру. Общая протяжённость источника вдоль большой оси ок. 500 кпк. Помимо протяжённого источника в центральной области (в пределах оптич. изображения галактики) обнаружена сравнительно компактная двойная радиоструктура с расстоянием между компонентами ок. 12 кпк. Наконец, в самом центре галактики (в её ядре) найден очень компактный радиоисточник, интенсивность

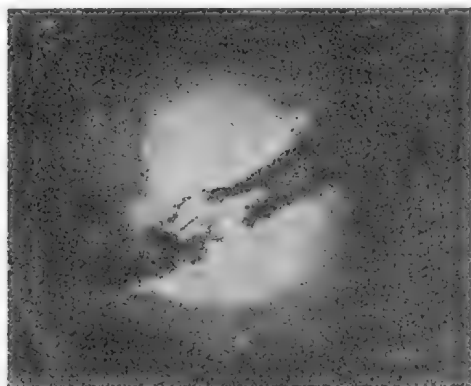


Рис. 3. Фотография радиогалактики Кентавр А (NGC 5128). В центре виден газово-пылевой комплекс (диск), поглощающий свет звёзд.

излучения к-рого резко растёт с уменьшением длины волны в сантиметровом и миллиметровом диапазонах. Радиосветимость протяжённого радиоисточ-

ника ок. 10^{42} эрг/с, а заключенная в нем энергия — ок. 10^{59} эрг

Дева А (NGC 4486, М 87) — радиосource сравнительно небольшой радиосветимости ($\sim 10^{42}$ эрг/с), принадлежащий массивной Е-галактике (тип cD), расположенной в созвездии Девы на расстоянии ок. 15 Мпк. Галактика особенно интересна тем, что с одной стороны от ее центра (ядра) наблюдается выброс вещества («джет»), излучение которого имеет синхротронную природу. Выброс имеет длину ок. $20''$ дуги (ок. $1,5$ кпк), он разбивается на отдельные сгустки (узлы) и излучает не только в радио-, но и в оптич. диапазоне (рис 5). Свидетельством несомненной синхротронной природы излучения выброса явл. сильная (до 20—35%) линейная поляризация оптич. излучения. Сильно линейно поляризовано (до 12—17%) и радиоизлучение. Выброс погружен в более широкий и протяженный (ок. $40''$ дуги) «радиококон». Симметрично этому радиосource с противополо-

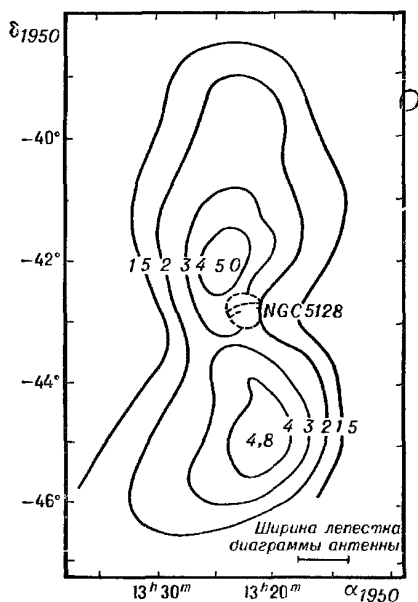


Рис. 4 Радиоизображение протяженного источника в галактике Кентавр А (1950 г.). Пунктиром схематически показано положение галактики, наблюдаемой в оптич. лучах. Цифры у радиоизотоп указывают относительную интенсивность радиоизлучения.

ложной стороны от центра галактики расположен второй компонент радиоизлучения точно такой же конфигурации, однако в нем нет никаких за-

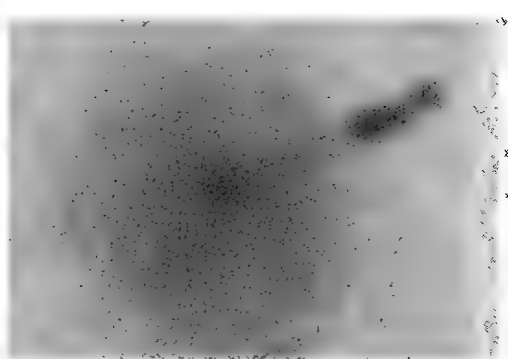


Рис. 5. Фотография центральной области радиогалактики Дева А (NGC 4486, М 87). Видны отдельные узлы (сгустки) одностороннего выброса, излучающего радио и оптическое излучение синхротронной природы.

метных оптич. следов контрвыброса.

Односторонний вид выброса в Р Дева А, скорее всего, есть результат направленного (на наблюдателя) его движения и излучения. При этом, либо сгустки струи движутся с релятивистской (близкой к скорости света) скоростью и поэтому из-за эффекта Доплера их излучение более интенсивно, чем излучение контрвыброса, либо мы

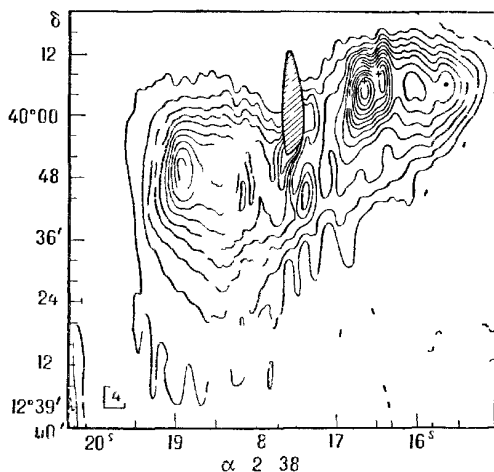


Рис. 6. Радиокarta источника 3С 274 (радиогалактика Дева А). Заштрихованная область — источник в ядре галактики. Крестиками показаны положения сгустков в выбросе (по оптич. наблюдениям).

имеем дело с анизотропно излучающими потоками релятивистских электронов в сложных петлеобразных элементах структуры биполярного магн. поля Р.,

что также может обусловить односторонний вид выброса.

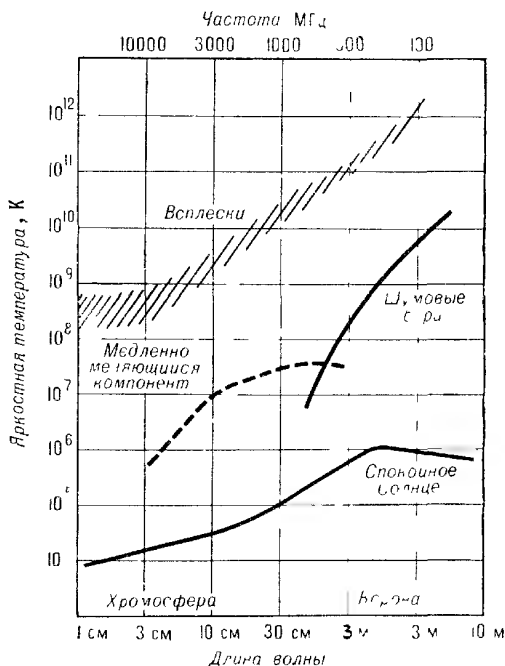
Помимо выброса и двух сравнительно компактных радиоисточников по обе стороны от центра галактики, Дева А имеет еще и протяженные радиоисточники размером $12' \times 16'$ относительно низкой поверхностной яркости. Он обнаруживает сложную структуру, а его наблюдаемая вытянутость с севера на юг, так же как и заметная деформация в этом направлении центрального двойного радиоисточника (рис. 6), обусловлена, вероятно, движением галактики через сравнительно плотную межгалактическую среду скопления галактик в Деве.

Лит. Хеешен Д. С., Радиогалактики и пер. с англ., в сб. Астрофизика, М., 1967; Шкловский И. С., Радиогалактики, «УФН», 1962, т. 77, в. 1; Каплан С. А., Элементарная радиоастрономия, М., 1966; Воронцов-Вельяминов Б. А., Внегалактическая астрономия, 2 изд., М., 1978; Происхождение и эволюция галактик и звезд, М., 1976, гл. 1; Хей Дж., Радиовселенная, пер. с англ., М., 1978; Пасхольчик А. Г., Радиогалактики, М., 1980; В. Н. Курильчик.

РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ СОЛНЦА. Для земного наблюдателя Солнце явл. самым ярким небесным телом не только в оптич. диапазоне, но и в диапазоне радиоволн. Атмосфера Земли пропускает радиоволны с длинами от неск. мм до десятков м. Исследование Р. С. в этом диапазоне длин волн позволяет сделать ряд важных выводов о строении и физ. св-вах солнечной атмосферы, а также о явлениях, связанных со вспышками на Солнце. Радиоволны излучаются горячими, сильно ионизованными газами внеш. атмосферы Солнца. Эти разреженные газы, практически прозрачные для видимого света, оказываются непрозрачными для радиоизлучения с определенными длинами волн. Непрозрачность растет с увеличением концентрации свободных электронов и уменьшением темп-ры, а также с увеличением длины волны. Хромосфера, края которой имеют достаточно высокую концентрацию электронов и темп-ру $T \approx 5-15$ тыс. К, непрозрачна для дециметровых и метровых волн, выйти из нее и достичь Земли могут только сантиметровые волны. Метровые же волны могут прийти только из лежащей выше более разреженной и горячей солнечной короны с $T \sim 1-2$ млн. К. Поскольку волны разной длины приходят от разных слоев солнечной атмосферы, это позволяет исследовать св-ва хромосферы и короны по их радиоизлучению.

В радиодиапазоне размер солнечного диска зависит от длины волны, на к-рой ведется наблюдение: на метровых волнах радиус Солнца больше, чем на сантиметровых, и в обоих случаях он больше радиуса видимого диска.

Р. С. включает тепловую и нетепловую составляющие. Тепловое радиоизлучение, обусловленное столкновениями электронов и ионов, движущихся с тепловыми скоростями, определяет нижнюю границу интенсивности радиоизлучения «спокойного» Солнца. Интенсивность радиоизлучения принято характеризовать величиной *яркостной температуры* T_b . В случае излучения «спокойного» Солнца на сантиметровых волнах $T_b \sim 10^4$ К, а на метровых $T_b \sim 10^6$ К (рис.). Естественно, что для теплового излучения величина T_b совпадает с кинетич. темп-рой слоя, откуда излучение выходит, если этот слой непрозрачен для данного излучения.



Зависимость интенсивности основных компонентов радиоизлучения Солнца (их яркостной температуры) от частоты (длины волны).

Представление об уровне радиоизлучения «спокойного» Солнца явл. идеализацией, в действительности же Солнце никогда не бывает совершенно спокойным: бурные процессы в солнечной атмосфере приводят к появлению ло-

кальных областей, радиоизлучение к-рых намного увеличивает наблюдаемую величину интенсивности по сравнению с уровнем «спокойного» Солнца. Образование на поверхности Солнца центров активности (факелов и пятен) сопровождается появлением над ними корональных конденсаций — плотных и горячих, как бы накрывающих активную область. Непосредственно над пятнами горячая корона как бы опускается до высот $\approx 2-3$ тыс. км, где напряжённость магн. поля ≈ 1 тыс. Э. Тогда электроны помимо излучения при соударениях с протонами (*тормозное излучение*) должны излучать и при движении вокруг магн. силовых линий (*магнитотормозное излучение*). Такое излучение обуславливает возникновение над активными областями ярких «радиопятен», к-рые появляются и исчезают примерно в то же время, что и видимые пятна. Поскольку пятна изменяются медленно (дни и недели), то столь же медленно меняется радиоизлучение корональных конденсаций. Поэтому его наз. *медленно меняющимся компонентом*. Этот компонент проявляется в основном в диапазоне волн λ от 2 до 50 см. В основном он тоже является тепловым, поскольку излучающие электроны имеют тепловое распределение скоростей (*Максвелла распределение*). Однако на определённой стадии развития активной области в пространстве между пятнами наблюдаются источники, имеющие, по-видимому, нетепловую природу.

Иногда в области конденсаций наблюдаются внезапные усиления радиоизлучения на тех же волнах — сантиметровые всплески. Их длительность меняется от неск. мин до десятков мин или даже часов. Такие радиовсплески связаны с быстрым нагревом плазмы и ускорением частиц в области солнечной вспышки. Увеличение темп-ры и плотности газа в конденсации может быть причиной генерации сантиметровых всплесков с $T_b \sim 10^7 - 10^8$ К. Более интенсивные всплески на сантиметровых волнах обусловлены, по-видимому, циклотронным или плазменным излучением субрелятивистских электронов с энергией от десятков до сотен кэВ во вспышечных магн. арках.

Ещё выше над корональными конденсациями также наблюдается усиленное радиоизлучение, но уже на метровых волнах ($\approx 1,5$ м) — т. н. шумо-

вые бури; они могут наблюдаться в течение часов и даже дней. Здесь много всплесков длительностью ок. 1 с (радиовсплески I типа) в узких интервалах частот. Это радиоизлучение связано с *плазменной турбулентностью*, к-рая возбуждается в короне над развивающимися активными областями, содержащими крупные пятна.

Выбросы быстрых электронов и др. заряженных частиц из области хромосферной вспышки вызывают ряд эффектов в радиоизлучении активного Солнца. Самые обычные из них — радиовсплески III типа. Их характерной особенностью явл. то, что частота радиоизлучения меняется со временем, причём в каждый момент времени оно появляется сразу на двух частотах (гармониках), относящихся как 2:1. Всплеск начинается на частоте ок. 500 МГц ($\lambda \approx 60$ см), а затем частота его обеих гармоник быстро уменьшается, примерно на 20 МГц в 1 с. Весь всплеск длится ок. 10 с. Радиовсплески III типа создаются потоком частиц, выброшенным вспышкой и движущимся через корону со скоростью $\approx 0,3$ с. Поток возбуждает колебания плазмы (плазменные волны) на частоте, к-рая определяется электронной плотностью в том месте короны, где поток в данный момент находится. А поскольку электронная плотность уменьшается при удалении от поверхности Солнца, то движение потока сопровождается постепенным уменьшением частоты плазменных волн. Часть энергии этих волн может превращаться в эл.-магн. волны с той же или удвоенной частотой, к-рые и регистрируются на Земле в виде радиовсплесков III типа с двумя гармониками. Как показали наблюдения на КА, потоки электронов, распространяясь в межпланетном пространстве, генерируют радиовсплески II типа вплоть до частот 30 кГц.

Вслед за радиовсплесками III типа в 10% случаев наблюдается радиоизлучение в широком интервале частот с максимумом интенсивности на частоте ~ 100 МГц ($\lambda \approx 3$ м). Это излучение наз. радиовсплесками V типа, всплески длятся ок. 1—3 мин. По-видимому, они также обусловлены генерацией плазменных волн.

При очень сильных вспышках на Солнце возникают радиовсплески II типа тоже с меняющейся частотой. Их длительность примерно 5—30 мин, а

диапазон частот 200—30 МГц. Порождается всплеск ударной волной, движущейся со скоростью $v \sim 10^8$ см/с. Ударная волна возникает в результате расширения газа при сильной вспышке. На фронте этой волны образуются плазменные волны. Затем они, так же как и в случае радиовсплесков III типа, частично переходят в эл.-магн. волны. Сходство радиовсплесков II и III типов подчёркивается и тем, что для всплесков II типа тоже характерно излучение на двух гармониках. При распространении в межпланетном пространстве всплесочная ударная волна продолжает генерировать радиовсплеск II типа на волнах гектометрового и километрового диапазонов.

Когда сильная ударная волна достигает верхней части короны, появляется непрерывное радиоизлучение в широком диапазоне частот — радиоизлучение IV типа. Оно похоже на радиовсплески V типа, но отличается от последних большей длительностью (иногда до неск. ч). Радиоизлучение IV типа генерируется субрелятивистскими электронами в плотных облаках плазмы с собственным магн. полем, к-рые выносятся в верхние слои короны. Обычно источники радиоизлучения IV типа поднимаются в короне со скоростью $\sim$ неск. сотен км/с и прослеживаются до высот $\approx 5R_{\odot}$ над фотосферой. Вспышки, с к-рыми связаны интенсивные сантиметровые всплески и радиоизлучение II и IV типов на метровых волнах, часто сопровождаются геофизич. эффектами — повышением интенсивности потоков протонов в околоземном космич. пространстве, прекращением радиосвязи на коротких волнах через полярные области, геомагнитными бурями и т. д. Радиоизлучение в широком диапазоне частот может быть использовано для краткосрочного прогнозирования этих эффектов.

Практически все указанные типы всплесков имеют разнообразную тонкую структуру. Перечисленными типами всплесков не ограничивается радиоизлучение Солнца, однако описанные выше компоненты явл. основными.

Лит. Каплан С. А., Элементарная радиоастрономия, М., 1966; Железняков В. В., Радиоизлучение Солнца и планет, М., 1964; Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Цытович В. Н., Физика плазмы солнечной атмосферы, М., 1977; Солнечная и солнечно-земная физика. Иллюстрированный словарь терминов, пер. с англ., М., 1980.

В. В. Фомичев, И. М. Черток.

РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТР — инструмент для радиоастрономич. наблюдений с высоким угловым разрешением, к-рый состоит из двух или неск. антенн, разнесённых на большое расстояние и связанных между собой кабельной или ретрансляц. линией связи.

Угловое разрешение $\Delta\varphi$ отдельного телескопа определяется диаметром D его зеркала, выраженным в длинах волн λ , $\Delta\varphi \approx \lambda/D$ (радиан). Длины радиоволн в сотни тысяч и миллионы раз больше длин волн оптич. диапазона, и

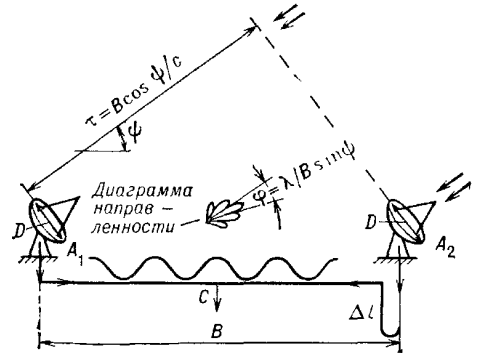


Рис. 1. Двухэлементный радиоинтерферометр. Сигналы, принятые антеннами A_1 и A_2 , передаются по высокочастотному кабелю и интерферируют между собой. Диаграмма направленности интерферометра состоит из узких лепестков.

поэтому угловое разрешение даже самых крупных совр. радиотелескопов не превышает разрешения невооружённого глаза, т. е. $1'$. Проблема исследования структуры радиоисточников небольших угловых размеров была решена благодаря созданию Р. Простейший Р. состоит из двух относительно небольших антенн, разнесённых на большое расстояние друг от друга (рис. 1). Разрешение такого инструмента определяется не размерами антенн D , а расстоянием между ними — длиной базы B . Сигналы от исследуемого радиоисточника принимаются антеннами A_1 и A_2 , передаются по высокочастотному кабелю и суммируются. По мере распространения сигнала по кабелю длиной l фаза сигнала меняется на $Q = 2\pi l/\lambda$. Поэтому два сигнала, двигаясь навстречу друг другу, будут суммироваться то в фазе, то в противофазе. В результате вдоль кабеля будут образовываться максимумы и минимумы интенсивности — интерференц. лепестки, аналогичные интерфе-

ренц. лепесткам в интерферометре Майкельсона. Но только аналогом экрана в этом случае явл. кабель. Сигналы от радиоисточника принимаются в достаточно широкой полосе частот $\Delta\nu$, поэтому максимумы и минимумы на разных волнах не совпадают между собой (рис. 2). Это расхождение будет тем большим, чем больше полоса принимаемых частот и чем дальше максимумы и минимумы отстоят от центра «экрана». В результате суммарная интерференц. картина имеет конечное число лепестков $n = \nu/\Delta\nu$, где ν — частота принимаемого излучения. В отличие от интерферометра Майкельсона, Р. имеет неподвижную базу, и положение интерференц. картины определяется начальной фазой, т. е. разностью хода лучей $\tau = (Bs)/c = B \cos \psi / c$ (s — единичный вектор). Чтобы увидеть интерференц. лепестки, центр интерференц. картины нужно спроецировать на центр «экрана» — сдвинуть в центральную точку С кабеля. Для этого в соответствующее

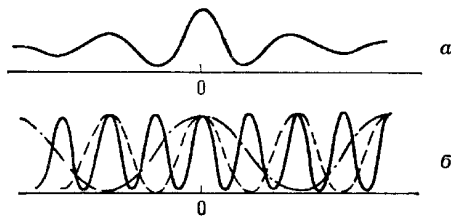


Рис. 2. Суммарная интерференционная картина имеет конечное число лепестков (а). Ширина интерференционных лепестков зависит от длины волны (б).

плечо интерферометра вводят задержку сигнала Δl , компенсирующую запаздывание сигнала τ . По мере движения источника по небесной сфере задержку корректируют и т. о. сохраняют неизменным положение интерференц. лепестков. Диаграмма направленности Р. изрезана узкими лепестками (рис. 1). Ширина интерференц. лепестка $\varphi = \lambda/B \sin \psi$ и определяется проекцией базы на плоскость, перпендикулярную направлению на источник.

На Р., в отличие от одиночного радиотелескопа, получается не радиоизображение объекта, а одна из гармоник этого изображения (см. *Апертурного синтеза метод*). Для получения радионизображения объекта необходимо просуммировать все гармоники, полученные Р. с базами разной длины и ориентации. Угловое разрешение синтезир.

изображения будет соответствовать ширине интерференц. лепестка макс. базы.

Потери в высокочастотном кабеле и связанное с ними ослабление сигналов ограничивают длины баз Р., особенно на коротких волнах. Поэтому принятые сигналы сначала усиливаются, преобразовываются до низких частот и лишь после этого передаются по кабелю (рис. 3) либо с помощью ретранслятора, аналогичного ретранслятору, используемому в телевидении. При этом, чтобы не потерять когерентности сигналов и контролировать длину путей их распространения (электрич. длину путей), передаются вспомогат. сигналы. Длина базы таких Р. может составлять десятки км, а угловое разрешение — десятые доли секунды дуги. Однако дальнейшее увеличение базы сопряжено с трудностями передачи сигналов без потери когерентности, сложностью контроля электрич. длин каналов передачи сигналов и компенсации больших запаздываний сигналов τ .

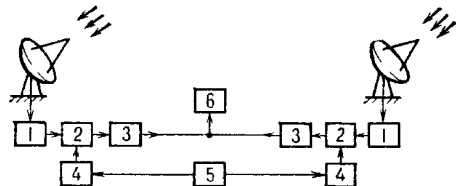


Рис. 3. Радиointерферометр с преобразованием сигналов: 1 — усилитель высокой частоты, 2 — смеситель, 3 — усилитель промежуточной частоты, 4 — усилитель-умножитель, 5 — гетеродин, 6 — коррелятор.

Дальнейшим этапом развития радиоинтерферометрии явился т. н. метод сверхдальней радиоинтерферометрии (рис. 4). В этом случае принятые антеннами Р. сигналы преобразуются с помощью высокостабильных атомных стандартов частоты до низких частот и регистрируются на магн. ленту в виде отдельных импульсов, положение к-рых дается атомным стандартом частоты. В результате на магн. лентах оказываются зарегистрированными последовательности импульсов, положение к-рых соответствует строго определенному времени. Далее с магн. лент в вычислит. центре синхронно считывают сигналы и перемножают их между собой для выделения сигнала от источника. Антенны Р. при такой методике не связаны кабелем, и расстояние между ними может быть сделано сколь угодно

большим. Относительное же запаздывание сигналов легко компенсируется введением задержки в считывание соответствующего сигнала. В процессе обработки данных наблюдений задержка устанавливается программой. Получаемый в результате обработки сигнал соответствует определённой пространств. гармонике исследуемого объекта. Р. со сверхдлинными базами нашли широ-

туре центральной области NGC 1275 (рис. 6, а, б, в). Оказалось, что относит. положение компонентов структуры сохраняется, меняется лишь их радиояркость. Постоянное положение компонентов структуры обусловлено, по-видимому, структурой магн. поля галактики. Применение Р. со сверхдлинными базами получило дальнейшее развитие в связи с ретрансляцией

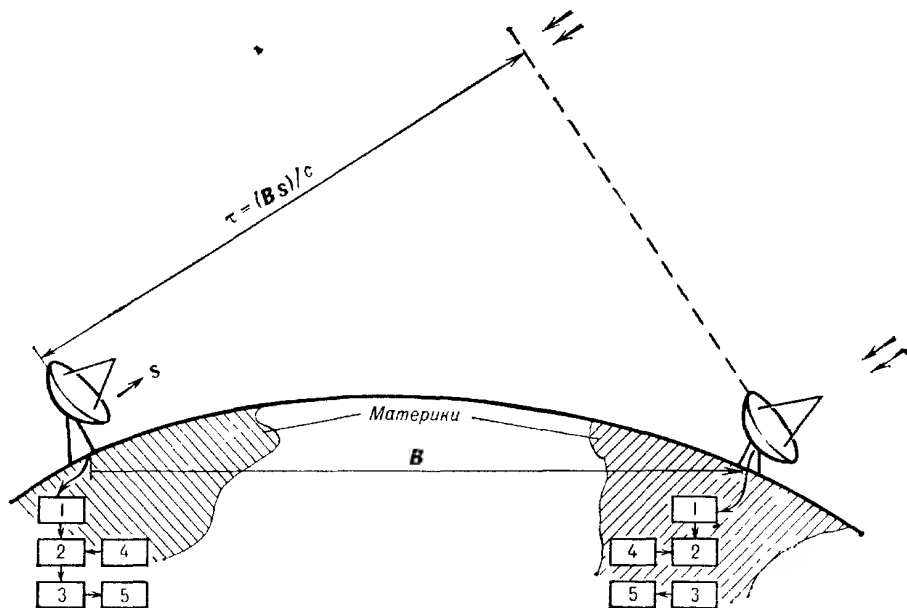


Рис. 4. Радиointерферометр со сверхдлинной базой (независимой регистрацией сигналов): 1 — усилитель высокой частоты, 2 — смеситель, 3 — усилитель видеочастот, 4 — атомный стандарт частоты, 5 — магнитофон.

кое применение для решения как астрономич., так и прикладных задач в астронавигации, астрометрии, геодезии, службе времени и т. д. Систематич. наблюдения проводятся на глобальной сети Р., включающей радиотелескопы СССР, ФРГ, Великобритании, Швеции, США, Австралии и др. стран (рис. 5). На волне 1,35 см достигнуто предельное в условиях Земли угловое разрешение $\lesssim 100$ мкс дуги. Применение Р. открыло новую страницу астрономии — стали доступны для исследований структуры ядер квазаров, радиогалактик, области образования звёзд и планетных систем. На рис. 6 показано радиоизображение центральной области сейфертовской галактики NGC 1275, полученное на глобальной сети Р. В течение двух лет удалось зарегистрировать существенные изменения в струк-

сигналов через ИСЗ. Первый эксперимент с двумя радиотелескопами, расположенными в США и Канаде, и спутником-ретранслятором прошёл успешно в 1976 г.

Разрабатываются проекты по созданию космич. Р., сочетающего наземную сеть радиотелескопов с радиотелескопом на ИСЗ. Это не только позволит повысить угловое разрешение, но и, что более важно, измерить практически все пространств. частоты, а следовательно, получить точное изображение космич. радиоисточников.

Существует ряд факторов, ограничивающих либо делающих нецелесообразными сверхвысокие угловые разрешения. Межзвёздная среда влияет на распространение радиоволн — рассеивает проходящее радиоизлучение. Угол рассеяния $Q_{\text{рас}} \approx 10^{-6} \lambda^2 |\sin b|^{-0.5}$ (угловых

секунд), где λ — длина волны, выраженная в см, b — галактич. широта объекта. Добиваться углового разрешения, превышающего $Q_{\text{рас}}$, нецелесообразно.

В связи с этим для получения предельного разрешения, напр. на волне 1 см, длина базы не должна превышать 0,01 а. е., а на волне 1 м должна быть меньше 10^4 км. С другой стороны, реа-

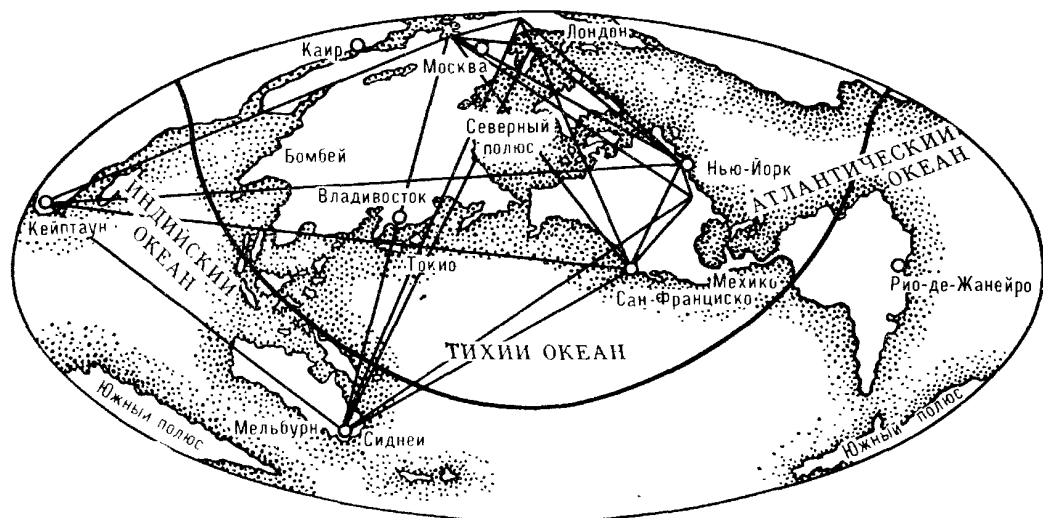


Рис. 5. Глобальная сеть радиointерферометров, работающих на волне 1,35 см.

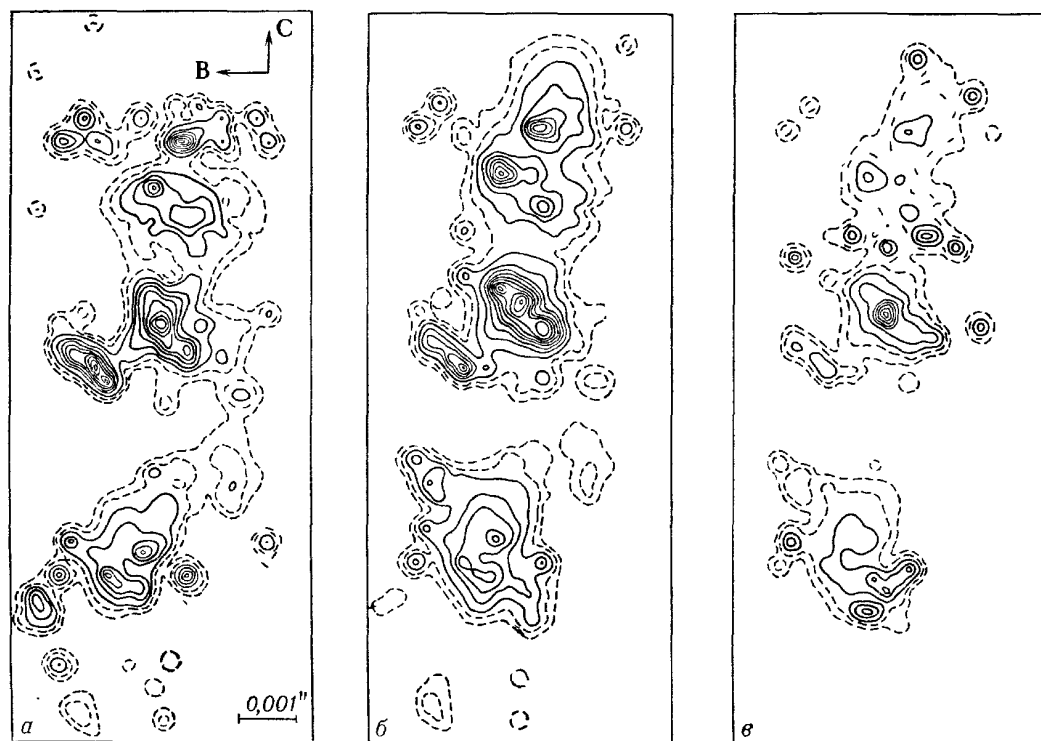


Рис. 6. Структура ядра сейфертовской галактики NGC 1275 на волне 1,35 см, полученная на глобальной сети радиointерферометров. Угловое разрешение равно 250 мкс дуги. Изображения а, б и в получены с интервалами, равными 0,7 года.

лизация столь высокого разрешения требует очень высокой чувствительности приёмников излучения. Плотность потока радиоизлучения источника $F = \frac{2kT_b}{\lambda^2} \cdot \Omega$, где T_b — яркостная температура объекта в К, Ω — телесный угол, под к-рым виден радиоисточник. Если принять для ряда источников синхротронного излучения $T_b \sim 10^{12}$ К и угловые размеры меньше предельного углового разрешения, то плотности потоков от источников составят ≤ 1 мЯн на волне 1 см. Т. о., чтобы реализовать предельное угловое разрешение на волне 1 см, необходимо иметь радиотелескопы необычайно высокой чувствительности, т. е. очень больших размеров (~ 100 м).

Для источников мазерного излучения на волне 1,35 см (радиолиния водяного пара) яркостная температура может достигать 10^{16} К и предельное угловое разрешение — 10^{-6} секунды дуги.

Лит.: Матвеевко Л. И., Кардашев Н. С., Шоломицкий Г. Б., О радиоинтерферометре с большой базой, «Иzv. высших учебных заведений», 1965, т. 8, № 4, с. 651; Матвеевко Л. И., Радиоастрономия, М., 1977 (Итоги науки и техники. Сер. Астрономия, т. 13).

Л. И. Матвеевко.

РАДИОЛИНИЯ ВОДОРОДА 21 см. В 1945 г. голл. астрономом ван де Хюлстом была указана принципиальная возможность наблюдения радиоизлучения межзвёздного нейтрального водорода на волне 21 см. Это излучение обусловлено сверхтонким расщеплением основного уровня энергии атома водорода (см. *Уровни энергии*) на два близких подуровня. Причиной расщепления явл. взаимодействие спинов ядра протона и электрона. Энергия атома при параллельном расположении спинов электрона и ядра несколько больше, чем при антипараллельном. При спонтанном изменении ориентации спина электрона на противоположную происходит испускание кванта излучения с частотой $\nu = 1420,40575$ МГц ($\lambda = 21,1$ см). В 1948 г. советский астрофизик И. С. Шкловский рассчитал ожидаемую интенсивность радиолинии и показал, что она достаточна для того, чтобы линию можно было обнаружить методами *радиоастрономии*. В каждом отдельном атоме переход, рождающий квант радиоизлучения, происходит в среднем один раз за 11 млн. лет, но благодаря высокой распространённости атомарного водорода в межзвёзд-

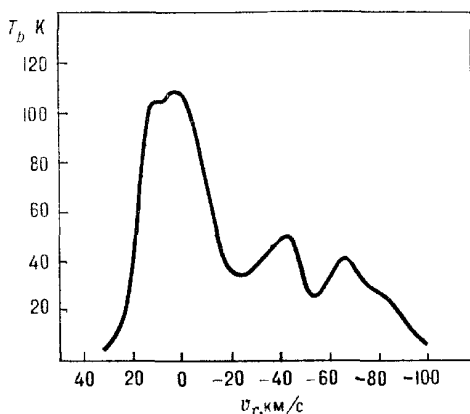
ной среде радиолиния оказывается достаточно интенсивной. Обнаружена Р. в. 21 см была в 1951 г. почти одновременно Х. Юэном, Э. Пёрселлом (США) и К. Мюллером, Я. Оортом (Нидерланды).

Р. в. 21 см явл. эффективным средством исследования Вселенной. Более половины массы галактич. межзвёздного вещества составляет нейтральный водород в основном состоянии. Его можно исследовать только по излучению в линии 21 см. Поэтому Р. в. 21 см даёт очень ценные, часто уникальные, сведения о распределении нейтрального водорода в космич. пространстве.

Интенсивность излучения на волне 21 см содержит непосредств. информацию о числе атомов нейтрального водорода на луче зрения (в столбике сечением 1 см^2), а частота и профиль линии дают возможность определить (см. *Доплера эффект*) движение водорода относительно наблюдателя. В соответствии с моделью дифференциального вращения Галактики данные о движении позволяют, в свою очередь, определить расстояние до излучающих объектов, т. е. найти распределение нейтрального водорода в Галактике.

Исследования Р. в. 21 см позволили установить, что нейтральный водород в основном заключён в очень тонком (≈ 220 пк) и ровном слое около плоскости Галактики. Лишь по периферии, на расстояниях, превышающих $10-12$ кпк, слой водорода размывается до 1 кпк по толщине и изгибается относительно галактич. плоскости. В распределении водорода довольно отчётливо выделяются спиральные рукава, к-рые прослеживаются до больших расстояний. На рис. приведён профиль Р. в. 21 см для области Лебедь X ($\alpha = 20^h 28^m$, $\delta = 42^\circ$): отчётливо видны максимумы излучения, соответствующие отдельным спиральным рукавам (наиболее интенсивный максимум при $v_r = 3$ км/с соответствует ближайшему к Солнцу т. н. Орионову рукаву). Внутри рукавов нейтральный водород распределён также неравномерно, в них выделяются вытянутые вдоль плоскости Галактики комплексы облаков с характерными размерами $\approx 200 \times 50$ пк. Были получены также важные данные о зависимости ср. концентрации нейтрального водорода от галактоцентрич. расстояния и о детальном распределении водорода в отдельных галактич. областях, в т. ч. в центре Галактики.

Излучение Р. в. 21 см наблюдалось также от большого числа др. *галактик*, что позволило установить отношение массы нейтрального водорода к общей массе галактики в зависимости от её типа. Доля нейтрального водорода увеличивается при переходе от галактик типа Sa к неправильным, достигая для последних десятков процентов. Миним. количество нейтрального водорода найдено у эллиптич. галактик; для подавляющего большинства из них доля нейтрального водорода по массе со-



Профиль радиолинии $\lambda = 21$ см для области Лебедь X. По оси абсцисс отложена лучевая скорость (v_r), по оси ординат — яркостная температура линии (T_b).

ставляет $< 0,1\%$. Для ряда ближайших галактик (M 31, M 33 и др.) с помощью Р. в. 21 см была получена картина внутр. распределения нейтрального водорода. Ценные данные были получены в результате определения *красного смещения* Р. в. 21 см от удалённых галактик.

Лит.: Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Физика межзвездной среды, М., 1979. Р. Л. Сороченко.

РАДИОЛОКАЦИОННАЯ АСТРОНОМИЯ исследует тела Солнечной системы с помощью отражённых ими радиоволн, посланных передатчиком. Объектами исследования Р. а. явл. планеты, их спутники, кометы, солнечная корона.

Радиолокация Луны впервые произведена в 1946 г. Спустя 15 лет в Великобритании, СССР и США были получены эхо-сигналы от Венеры, к-рая ближе других больших планет подходит к Земле. Чувствительность радиолокац. установок позволяет исследовать также Меркурий, Марс, Юпитер, Сатурн, их спутники, малые планеты (напр., Икар,

Эрос) и кометы в периоды их приближения к Земле. Радиолокац. исследования солнечной короны проводятся с 1959 г.

В радиолокац. исследованиях небесных тел используются те же физ. принципы, к-рые лежат в основе обычной наземной радиолокации. Разница состоит в огромной величине межпланетных расстояний, во много тысяч раз превышающей земные масштабы. Вследствие этого радиоволны, распространяющиеся со скоростью ок. 300 тыс. км/с, возвращаются к Земле через непривычно большой интервал времени. Так, радиоволны, посланные в направлении Луны, к-рая движется вокруг Земли на расстоянии 360—400 тыс. км, возвращаются в среднем через 2,5 с. Для Венеры (миним. расстояние 40 млн. км) этот интервал не бывает меньше 4,5 мин, а для Юпитера (600 млн. км) он даже превышает 1 ч.

Осн. трудность в исследовании небесных тел методами Р. а. связана с тем, что интенсивность радиоволн при радиолокации ослабляется обратно пропорционально четвёртой степени расстояния до исследуемого объекта. Поэтому радиолокаторы, используемые для исследования небесных тел, имеют антенны больших размеров и мощные передатчики. Напр., радиолокац. установка Центра дальней космич. связи в Крыму имеет антенну с диаметром главного зеркала 70 м и оборудована передатчиком мощностью неск. сотен кВт на волне 39 см. Энергия, направляемая к цели, концентрируется в луче с углом раскрытия $25'$.

Угловые размеры планет значительно меньше этой величины, и большая часть излучённой энергии проходит мимо цели. При радиолокации Венеры в период нижнего соединения, когда она ближе всего подходит к Земле, на всю планету падает излучение мощностью 250 Вт. Часть его рассеивается поверхностью планеты, значит. же часть излучения поглощается. В результате вторичного ослабления излучения на его пути к Земле мощность излучения, попадающего на поверхность антенны, составляет всего $7 \cdot 10^{-18}$ Вт, а к приёмнику поступает ещё меньше.

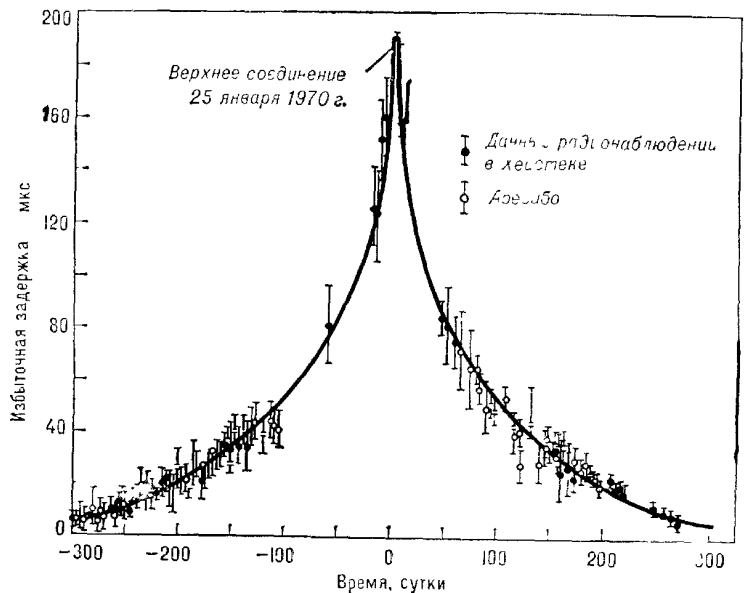
По сравнению с др. физ. методами исследования небесных тел радиолокация позволяет очень точно измерять расстояние от антенны радиолокатора до исследуемого объекта по запаздыванию

отражённых объектом радиоволн. Эта возможность была использована для осуществления проверки теории тяготения Эйнштейна (4-й проверки общей теории относительности, см. *Тяготение*). Согласно этой теории, скорость эл.-магн. волн, распространяющихся в поле тяготения, уменьшается по сравнению с их скоростью в свободном пространстве (т. к. в поле тяготения время течёт медленнее). При радиолокации планет в периоды, когда они находятся за Солнцем, а радиолуч проходит вбли-

приняла в 1976 г. значение $1 \text{ а. е.} = 149597870 \pm 2 \text{ км}$ (при скорости света $c = 299792458 \pm 1,2 \text{ м/с}$).

В то же время анализ радиолокац. измерений показал, что и после внесения поправки в величину а. е. остаются значит. регулярные расхождения между фактич. и эфемеридным (вычисленным) положением планет относительно Земли, достигающие неск. сотен км.

Рис. 1. Данные измерений дополнительного запаздывания радиоволн, вызываемого полем тяготения Солнца. Точки нанесены в соответствии с результатами измерений времени запаздывания сигналов при радиолокации Венеры (отрезки у точек — пределы возможных погрешностей измерений). Сплошная кривая — изменение дополнительного запаздывания согласно теории тяготения Эйнштейна. По горизонтальной оси отложен интервал времени до момента верхнего соединения планеты (в сутках), то есть когда она окажется за Солнцем на линии Земля — Солнце.



зи его поверхности, солнечное тяготение должно увеличивать время запаздывания эхо-сигналов. Хотя величина дополнитель. запаздывания мала (ок. 200 мкс, что соответствует 30 км в пересчёте на расстояние) по сравнению с полным запаздыванием эхо-сигналов (к-рое составляет 1500—1700 с при радиолокации Меркурия и Венеры за Солнцем), это запаздывание было обнаружено. Оно изменялось в зависимости от угла между радиолучом и центром Солнца в соответствии с предсказаниями теории тяготения Эйнштейна (рис. 1).

Особенно большую роль радиолокация сыграла в определении абс. размеров Солнечной системы, уточнив значение астрономической единицы (ср. расстояния Земли от Солнца).

Проведённая в Советском Союзе обработка данных радиолокац. измерений расстояния до Венеры в 1962—75 гг. дала значение $1 \text{ а. е.} = 149597867,9 \pm 0,9 \text{ км}$. XVI Генеральная ассамблея Международного астрономич. союза

Для устранения расхождений в Советском Союзе была создана релятивистская теория движения планет земной группы, учитывающая данные радиолокац. наблюдений планет и обеспечивающая вычисление их взаимных положений с погрешностью 1—3 км, что в 100 раз превышает точность прежних расчётов, основанных только на оптич. наблюдениях.

Уточнение взаимных положений планет сделало возможным не только вывод искусственных спутников на орбиты вокруг планет, но и доставку спускаемых аппаратов межпланетных станций в заданный район их поверхности.

При радиолокации непосредственно измеряется расстояние до ближайшей к наземному наблюдателю (антенне радиолокатора) точки поверхности планеты O (центра диска планеты, рис. 2), в то время как положение центра масс планеты определяется теорией движения планет, уточняемой в процессе измерений. Благодаря этому возможно

определить радиус планеты в этой точке. Вращение планеты позволяет исследовать рельеф поверхности вдоль экватора между тропиками. Профиль высот поверхности Марса, полученный советскими исследователями по наблю-

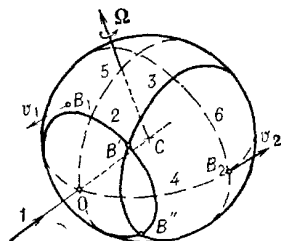


Рис. 2. Линии равных запаздываний (2) и равных доплеровских смещений (3) на поверхности планеты, 1 — луч зрения, 4 — видимый экватор планеты, 5 — видимый центральный меридиан, 6 — граница видимого диска планеты, O — центр диска планеты, Ω — вектор угловой скорости видимого вращения, v_1 и v_2 — скорости движения краёв видимого диска.

дениям 1980 г., изображён на рис. 3. Трасса измерений прошла по склону гигантского вулкана Олимп, где высота достигла 17,5 км. Для Венеры вариации экваториального радиуса лежат в пределах 2—4 км.

Применение радиолокац. методов (наряду с др. радиоастрономич. методами) оказалось очень плодотворным в исследованиях Венеры. Поверхность этой планеты закрыта плотным облачным слоем, непрозрачным в видимых, УФ- и ИК-лучах. Поэтому оптич. методами не удавалось определить период вращения Венеры и выяснить физ. условия на её поверхности. В то же время для радиоволн дециметрового диапазона атмосфера Венеры оказалась прозрачной, что позволило получить достоверные сведения о её поверхности.

Для определения периода и направления вращения Венеры было использовано различие лучевых скоростей отдельных участков вращающейся поверхности, к-рое приводит, благодаря эффекту Доплера, к расширению спектр. линии отражённого сигнала. Точка B_1 (рис. 2), находящаяся на приближающемся крае планеты, даёт отражение на

более высокой частоте, чем точка B_2 , находящаяся на удаляющемся крае. Величина расширения линии пропорциональна на угловой скорости вращения планеты относительно наземного наблюдателя. (Такое вращение наз. видимым в отличие от собств. вращения планеты.) Видимое вращение (его можно было бы заметить по оптич. наблюдениям, не будь поверхность Венеры закрыта облаками) складывается из двух движений: собств. вращения планеты в системе координат, помещённой в её центр и ориентированной на удалённые звёзды (эта составляющая имеет постоянную величину и должна быть определена), и переносного движения системы координат относительно наземного наблюдателя. Составляющая вращения, связанная с переносным движением, определяется взаимным положением Земли и Венеры и может быть вычислена независимо. Эта составляющая максимальна в нижнем соединении, когда Венера оказывается вблизи Земли на линии Земля — Солнце.

Результирующее изменение модуля угловой скорости вращения Венеры относительно наземного наблюдателя, вы-

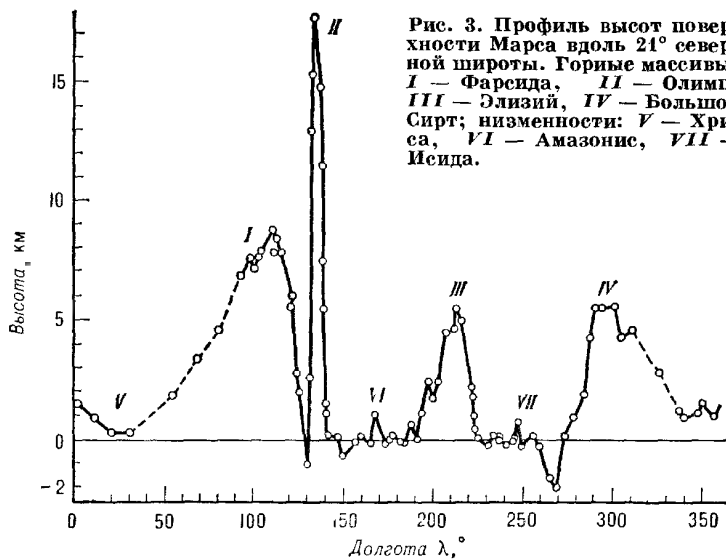


Рис. 3. Профиль высот поверхности Марса вдоль 21° северной широты. Горные массивы: I — Фарсида, II — Олимп, III — Элизий, IV — Большой Сирт; низменности: V — Христа, VI — Амазонис, VII — Мейда.

численное для неск. значений периода вращения при условии, что ось вращения планеты перпендикулярна плоскости её орбиты, представлено на рис. 4. Если бы, как и большинство больших планет, Венера имела прямое вращение (совпадающее с её движением по орбите

вокруг Солнца), то результирующее вращение и ширина спектра отражённого сигнала должны были бы иметь в нижнем соединении максимум, т. к. обе составляющие вращения одного знака. Этому случаю соответствует кривая при $T = 225$ сут. При обратном вращении знаки составляющих противоположны и результирующее вращение и ширина спектра в нижнем соединении минимальны (кривые при $T = -200$ и -300 сут). Кривая при $T = \infty$ соответствует одному переносному движению.

На этом же графике нанесены экспериментальные точки, полученные по наблюдениям расширения спектра отражённых сигналов (СССР, 1962 г.). Наблюдавшееся вращение имеет минимум вблизи нижнего соединения, что указывает на обратное вращение планеты. Вариации ширины спектра соответствуют периоду вращения ок. 300 земных сут.

Ещё в 60-х гг. 20 в. при анализе спектра отражённого Венерой сигнала были обнаружены обширные области её поверхности, рассеивающие радиоволны более интенсивно, чем окружающая ме-

риод вращения Венеры принят равным 243,01 сут при обратном вращении, координаты Северного полюса: прямое восхождение $272,8^\circ$, склонение $67,2^\circ$.

Ось вращения Венеры почти перпендикулярна к плоскости эклиптики. С учётом возможных систематич. ошибок результатов измерений периода вращения совпадают со значением 243,16 сут, при к-ром Венера в каждом нижнем соединении должна быть обращена к Земле одной и той же стороной (синодич. резонанс). В промежутке между соединениями наземный наблюдатель видел бы четыре полных оборота Венеры, если бы её поверхность была свободна от облаков. Продолжительность ср. солнечных суток на Венере составляет 116,8 земных.

Не исключено, что синхронизация вращения Венеры вызвана действием приливных сил со стороны Земли. Впрочем, последние данные, полученные в СССР и США, указывают, что период вращения Венеры, вероятно, несколько меньше 243,16 сут и резонанс ещё не наступил. Если вращение Венеры и отличается от синодич. резонанса, то это отличие очень мало: период меньше резонансного всего на 2—4 ч. Потребуется ок. 700 лет, чтобы Венера в нижнем соединении оказалась бы обращённой к Земле обратным полушарием.

Для исследования усреднённых по поверхности характеристик отражения планет используют как спектральные измерения, так и измерения, построенные на разделении отражённых сигналов по времени запаздывания. В основе второго метода лежит то, что волновой фронт излучения, падающего по лучу зрения I , постепенно «освещает» всё видимое полушарие планеты, начиная от ближайшей к наземному наблюдателю точки O (центра диска планеты, рис. 2), и отражённое излучение запаздывает в соответствии с расстоянием данного участка поверхности. Разделяя отражённые сигналы по времени запаздывания, получают распределение энергии отражённых волн по лучу зрения. Распределение энергии отражённого Венерой излучения, полученное этим методом в 1962 г., представлено на рис. 5. Резкий максимум в точке, соответствующей центру диска планеты, говорит о наличии зеркального блика, присущего гладким поверхностям. Величина коэфф. отражения поверхности (12—18%) получилась такой же, как и у

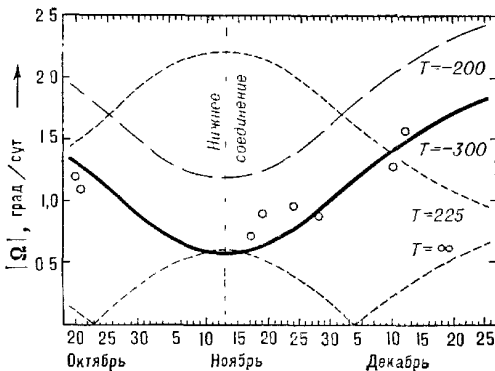


Рис. 4. Определение периода и направления вращения Венеры по наблюдениям вариаций ширины спектра отражённых волн. Кривые представляют изменение угловой скорости Ω видимого вращения Венеры, вычисленное для ряда значений периода T в предположении, что ось вращения планеты перпендикулярна плоскости её орбиты. Экспериментальные точки лучше всего согласуются с кривой, соответствующей обратному вращению Венеры с периодом ок. 300 сут.

стность, т. е. выглядящие «радиояркими» на окружающем фоне. Это дало возможность произвести дальнейшее уточнение вращения Венеры, аналогично тому, как если бы движение этих областей было доступно оптич. наблюдениям. Международным астрономич. союзом

земных скальных пород на силикатной основе. Т. о. была установлена природа отражающей поверхности Венеры.

Зеркальный характер отражения в радиодиапазоне оказался свойствен по-

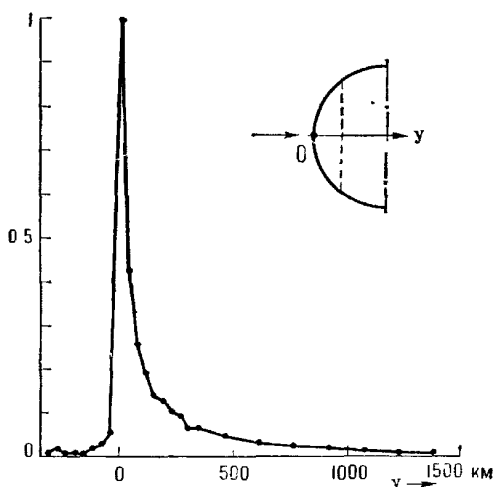


Рис. 5. Распределение энергии отражённых Венерой волн (вертикальная ось) по лучу зрения (горизонтальная ось y). Начало координат соответствует ближайшей к наземному наблюдателю точке поверхности планеты (центру диска). Резкий максимум в начале координат свидетельствует о наличии зеркального блика в центре диска планеты.

верхностям как планет, так и Луны. При наблюдении планет в видимых лучах зеркальное отражение отсутствует. В то время как в полнолуние диск Луны выглядит равномерно ярким, в радиодиапазоне осн. отражение назад к локатору дают области, находящиеся в центре диска, а периферия остаётся «в тени».

Разделяя отражённые сигналы одновременно по запаздыванию и частоте, получают изображение поверхности планеты, хотя одиночные антенны не обладают той разрешающей способностью, какую имеют оптич. телескопы. Точки на поверхности планеты, образующие окружность 2, плоскость к-рой перпендикулярна лучу зрения I (рис. 2), находятся на одинаковом расстоянии от наземного наблюдателя; эта окружность явл. линией равных запаздываний. С другой стороны, точки, лежащие на окружности 3, плоскость к-рой параллельна лучу зрения и оси видимого вращения, имеют по отношению к наземному наблюдателю одинаковые лучевые скорости; следовательно, эта окруж-

ность явл. линией равных доплеровских смещений.

Зная расстояние до нек-рой точки B' и её лучевую скорость, можно рассчитать запаздывание и доплеровское смещение и выделить сигналы, отражённые этой точкой. Однако, как видно из рисунка, окружности равных запаздываний и доплеровских смещений пересекаются не только в точке B' , но и в точке B'' , расположенной симметрично относительно плоскости видимого экватора 4. Для того чтобы принять отражённые этими точками сигналы отдельно и получить неналоженное изображение, применяют угловое разделение. Для этого используют либо антенны с достаточно узкой диаграммой направленности (в случае Луны, угловые размеры к-рой достаточно велики по сравнению с диаграммой больших антенн), либо двухантенный радиointерферометр.

На рис. 6 представлено изображение кратера Тихо, полученное при радиолокации Луны амер. астрофизиками. Качество изображения мало уступает фотографич. снимку, сделанному с Земли с помощью оптич. телескопа.

С помощью крупнейших радиолокац. установок в Аресибо и Голдстоне были получены изображения отдельных участков обращённого к Земле в период сближения полушария Венеры с прост-ранств. разрешением 10—20 км (в

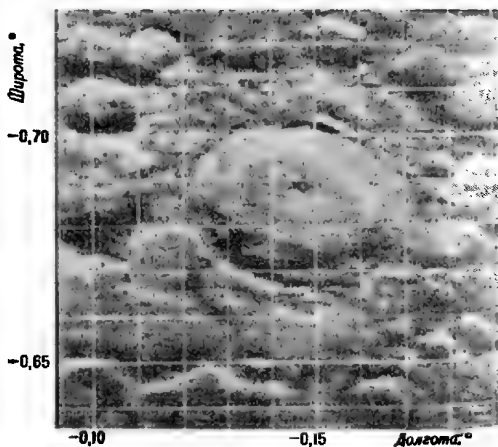


Рис. 6. Изображение лунного кратера Тихо, полученное радиолокационным методом.

последнее время до 3 км). В 1980 г. с помощью радиовысотомера-профилографа, установленного на амер. межпланетной станции «Пионер — Венера»,

была построена карта высот (гипсометрич. карта), охватывающая поверхность Венеры между 60° южной широты и 75° северной. На этой карте видны детали континентального масштаба: Земля Иштар, горный массив Максвелла, Земля Афродиты. Измерения высоты шли через 50 — 150 км. Более мелкие детали — горные хребты, кратеры, рифтовые долины — оказались неразличимыми.

В 1983—84 гг. радиолокац. съёмку всего северного полушария Венеры выше 30° выполнили советские КА «Венера-15, -16». Радиолокац. станция бокового обзора, установленная на искусств. спутнике Венеры, обеспечивала пространств. разрешение на местности 1—2 км. Совмещённый с ней радиовысотомер-профилограф имел среднеквадратичную погрешность измерения высоты менее 50 м.

С помощью передатчика и антенны, установленных на спутнике, радиоволнами «освещается» нек-рый участок ADBG поверхности планеты сбоку от трассы полёта (рис. 7). Элементы поверхности в пределах диаграммы направленности антенны находятся на разном расстоянии и движутся с разными радиальными скоростями при наблюдении их со спутника. Напр., точка A находится ближе, чем точка B, и ограждённые ею сигналы будут приняты раньше. С другой стороны, точка G приближается к аппарату и отражённые ею сигналы вследствие эффекта Доплера будут выше по частоте, чем сигналы, отражённые точкой D, к-рая удаляется. Это и используется для разделения радиоволн, отражённых отдельными элементами поверхности, и построения изображения. Линии равных запаздываний явл. концентрич. окружностями с центром непосредственно под спутником, линии равных доплеровских смещений — конич. сечения. Заметим, что обычным способом то же пространств. разрешение можно было бы достигнуть, установив на КА антенну диаметром ок. 70 м.

На рис. 8 изображён район гор Максвелла с огромным кратером диаметром ок. 100 км. Приведённый фрагмент поверхности имеет длину 1100 км при ширине 150 км. КА двигался слева направо, его трасса проходит левее снимаемой полосы. По горизонтальной оси отложено угловое расстояние относительно перигентра орбиты КА (отсчитанное

из центра планеты), по вертикальной оси — угловое расстояние относительно плоскости орбиты (одному градусу на поверхности Венеры соответствует 105,6 км).

Элементы снимаемой поверхности «освещаются» радиоволнами в среднем под углом 10° к вертикали. Яркость види-

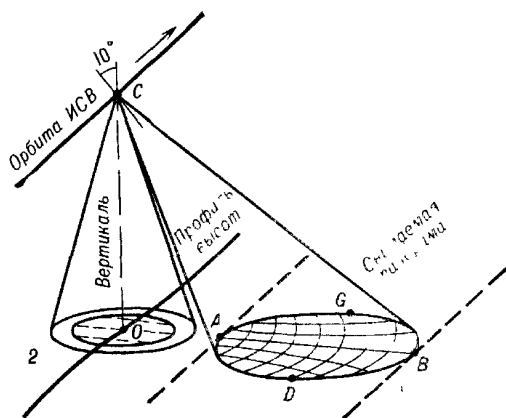


Рис. 7. Схема радиолокационной съёмки с космического аппарата: 1 — линии равных запаздываний и равных доплеровских смещений в диаграмме направленности антенны бокового обзора, 2 — след диаграммы направленности антенны радиовысотомера-профилографа.

мых образований определяется в первую очередь углом, под к-рым их элементы встречают падающие на них радиоволны. Склоны горных образований, обращённые к КА, выглядят светлыми, противоположные склоны — тёмными.

Расшифровать видимые на снимках образования помогает радиовысотомер-профилограф. Он непосредственно измеряет высоту КА над средней поверхностью планеты в пятне диаметром 40—50 км (рис. 7). Благодаря спец. методике, учитывающей разброс высот и шероховатость поверхности в пятне, среднеквадратичная погрешность измерения высот оказалась меньше 50 м. Трасса измерений высоты на рис. 8 показана белой линией, по вертикальной оси дана величина радиуса поверхности планеты в данной точке в км, вычисленная как разность расстояния КА от центра планеты и измеренной высоты.

Макс. высота горного массива для данного профиля составляет 11 км над средним радиусом Венеры, для к-рого Международный астрономич. союз принял значение 6051 км. Кратер, к-рый пересекла трасса измерений высоты,

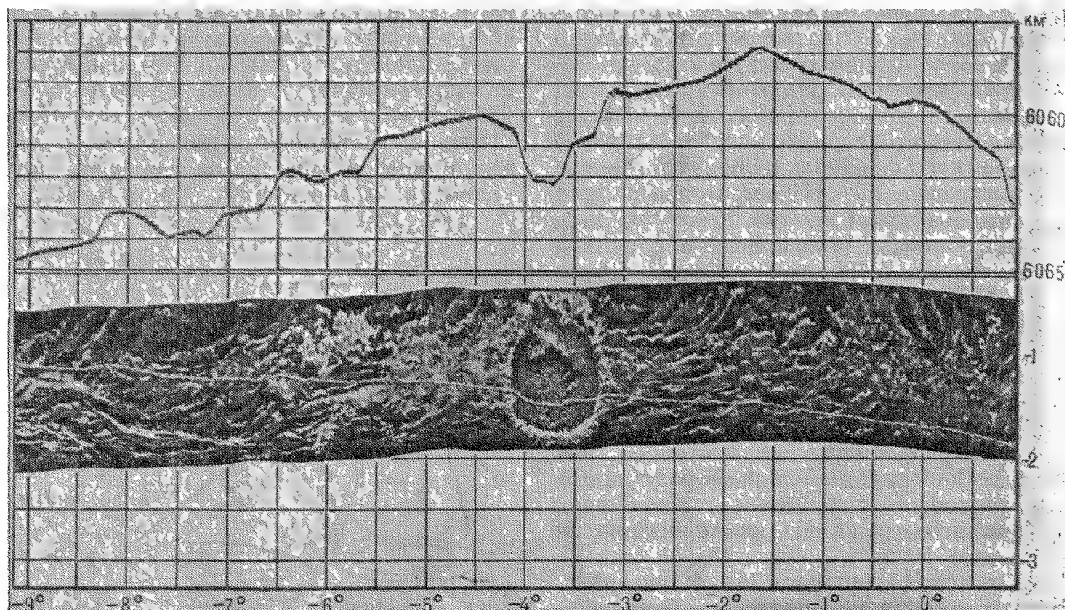


Рис. 8. Радиолокационное изображение района гор Максвелла на Венере, полученное космическими аппаратами «Венера-15, -16». Вверху приведён высотный профиль поверхности по трассе, отмеченной белой линией (отсчёт ведётся от центра планеты).

расположен на склоне горного массива и имеет сложную форму. Из сопоставления изображения с профилем следует, что внутри большого кратера глубиной ок. 1,5 км находится второй, дно к-рого опущено ещё на 1 км.

Атмосфера Венеры, а также Юпитера оказывает влияние на распространение радиоволн, что используется для исследования строения их атмосфер. В первых радиолокац. наблюдениях Венеры, осуществлённых в дециметровом и метровом диапазонах волн, величина отражат. способности планеты получилась примерно одинаковой. Поэтому неожиданным оказалось резкое уменьшение отражат. способности, обнаруженное при радиолокации Венеры в сантиметровом диапазоне (рис. 9). Указанное явление могло быть связано с поглощением радиоволн в атмосфере Венеры, но проверить это предположение удалось лишь после анализа химического состава атмосферы Венеры приборами АМС типа «Венера».

Причиной наблюдающегося уменьшения отражат. способности Венеры явл. нерезонансное поглощение эл.-магн. излучения в углекислом газе (из к-рого почти целиком состоит её атмосфера) и парах воды, возникающее в условиях высокого давления (до 100 атм у поверхности Венеры).

В наблюдениях Юпитера отражённый сигнал не был зарегистрирован надёжно, хотя чувствительность радиолокац. установок позволяла его обнаружить, если бы Юпитер имел ту же отражат. способность, что и Венера. По-ви-

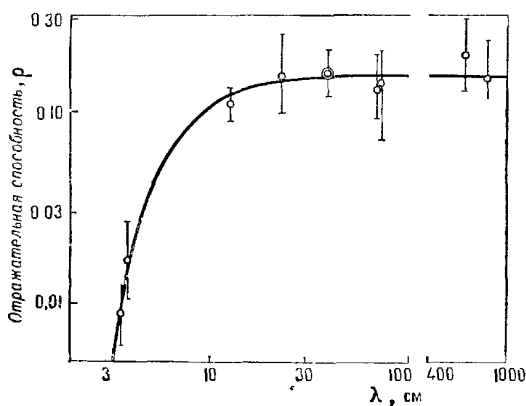


Рис. 9. Зависимость отражательной способности (ρ) Венеры от длины волны (λ). Резкое уменьшение ρ в сантиметровом диапазоне вызвано поглощением электромагнитного излучения в атмосфере Венеры.

димому, радиоволны практически полностью затухают в очень глубокой атмосфере Юпитера. Аналогично радиоволны должны затухать в атмосфере и др. планет-гигантов. В то же время кольца

Сатурна оказались хорошим отражателем и рассеивают радиоволны, подобно тому как облака рассеивают видимый свет.

Если при радиолокации Луны, Венеры, Марса радиоволны отражаются от твердой поверхности, то при исследовании Солнца отражения приходят от ионизованного разреженного газа, образующего *солнечную корону*. Для исследования Солнца используют волны метрового диапазона. Более короткие волны проникают глубоко и затухают, прежде чем отразятся от к.-л. образования.

Плазма солнечной короны не имеет резкой границы. В ней обнаружены неоднородности, движущиеся со скоростями до 200 км/с. Радиолокация позволяет исследовать динамику солнечной короны.

Лит.: Развитие радиолокационных исследований планет в Советском Союзе, в кн.: Проблемы современной радиотехники и электроники, М., 1980, с. 32; Единая релятивистская теория движения внутренних планет Солнечной системы, «ДАН СССР», 1980, т. 255, № 3, с. 545.

РАДИОМЕТР — радиотехнич. прибор для измерения радиоизлучения малой мощности. Используется, в частности, как составная часть радиотелескопа (Р. подключается на выход антенны радиотелескопа). Блок-схема Р. приведена на рис. 1, а этапы преобразования принятого антенной сигнала в узлах Р. — на рис. 2.

Эл.-магн. излучение большинства космич. тел имеет непрерывный частотный спектр (рис. 2, а) и представляет собой

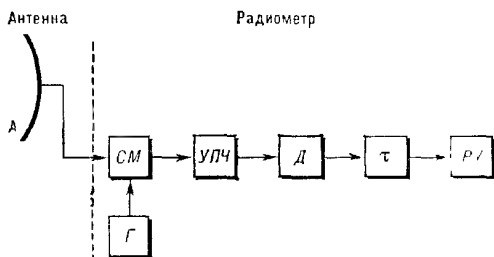


Рис. 1. Блок-схема радиометра: СМ — смеситель частот, Г — генератор, УПЧ — усилитель промежуточной частоты, Д — детектор, τ — интегрирующее устройство, Р — регистрирующее устройство.

шум, т. е. случайные по амплитуде и во времени всплески эл.-магн. поля. Антенна, настроенная на частоту ν_0 , выделяет из непрерывного спектра сигнала сравнительно узкий интервал частот

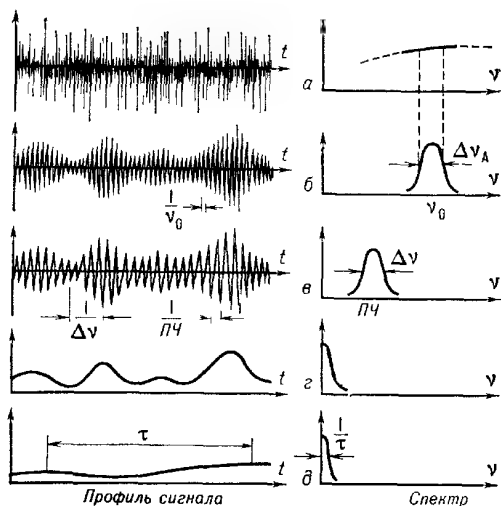


Рис. 2. Изменение формы сигнала и его спектра при прохождении через узлы радиометра.

$\Delta\nu_A$ с центром на частоте ν_0 (рис. 2, б). С выхода антенны сигнал поступает на вход Р. — на смеситель СМ, где в результате смешения двух частот — частоты сигнала и частоты, поступающей от генератора Г (гетеродина), возникает комбинац. колебание с промежуточной частотой (обычно равной разности смешиваемых частот). Поскольку амплитуда колебаний промежуточной частоты (ПЧ) пропорциональна амплитудам обоих смешиваемых колебаний, модуляция сигнала, несущая информацию, сохраняется и в колебаниях промежуточной частоты. Сигнал промежуточной частоты усиливается усилителем (УПЧ), работающим в интервале $\Delta\nu \approx \Delta\nu_A$. Полосой усилителя $\Delta\nu$ определяется интервал частот, регистрируемых Р. Сигнал промежуточной частоты ПЧ (рис. 2) выпрямляется детектором Д, выделяющим постоянную составляющую, и накапливается интегрирующим устройством с характерным временем интегрирования τ . Вид сигналов после детектирования и интегрирования, а также частотные характеристики детектора и интегратора приведены на рис. 2, в и 2, г. Далее сигнал поступает на регистрирующее устройство Р (напр., самопишущий вольтметр), записывающее изменения регистрируемого сигнала за время $t \gg \tau$, напр. за время прохождения радиоисточника через диаграмму направленности антенны.

Р. характеризуется рабочей длиной волны λ_0 (частотой ν_0) и чувстви-

ностью. К-рая определяется уровнем шумов (эквивалентной шумовой температурой $T_{ш\text{ вх.}}$ на входе приемного устройства), полосой усиливаемых частот $\Delta\nu$ и временем накопления сигнала τ . Самый слабый сигнал (ΔT_a), к-рый можно зарегистрировать Р.:

$$\Delta T_a \sim \frac{T_{ш\text{ вх.}}}{\sqrt{\Delta\nu \tau}}.$$

Т. о., с помощью Р. можно регистрировать значения ΔT_a (приращения антенной температуры), к-рые много меньше темп-ры шумов на входе приемника (см. Радиотелескоп). В зависимости от задачи, решаемой с помощью того или иного радиотелескопа, Р. делятся на ряд типов. спектральный, модуляционный, корреляционный и др. Спектральный Р. используют при исследовании радионизлучения космич. объектов в спектр. линиях, напр. в линии излучения нейтрального водорода ($\lambda = 21$ см), и в линии молекулы ОН ($\lambda = 18$ см). Наиболее распространенные Р. модульц. типа (модулятор — устройство, периодически подключающее к входу приемника то антенну, то ее эквивалент) позволяют методом синхронного детектирования выделять слабый полезный модулиров. сигнал, принятый антенной, на фоне более сильного, но немодулиров. шума приемного устройства. В корреляционном Р. (напр., при приеме сигнала с одной антенны двумя не связанными по входу приемниками) с помощью коррелятора выделяется полезный сигнал на фоне некоррелированных (не связанных друг с другом) более мощных шумов приемников.

Чувствительность совр. Р. повышают во много раз благодаря применению малошумящих усилителей высокой частоты — параметрич. усилителей, усилителей на туннельных диодах, мазеров, что позволяет регистрировать приращения темп-ры шума на входе Р. в сотые и даже тысячные доли К.

В. Н. Курильчик

РАДИОТЕЛЕСКОП — спец. радиоприемное устройство для исследования радионизлучения космич. объектов в диапазоне от дециметровых до миллиметровых длин волн (в пределах т. н. окна прозрачности земной атмосферы для радиоволн). Р. состоит из двух осн. элементов. антенного устройства и приемного устройства — радиометра. Радиометр усиливает принятое антенной радионизлучение и преобразует его в

форму, удобную для регистрации и дальнейшей обработки.

Энергия радионизлучения космич. объектов, достигающая земной поверхности, как правило, чрезвычайно мала. Радионизлучение носит шумовой характер и имеет непрерывный спектр, охватывающий широкий диапазон радиоволн Р. вырезает на рабочей длине волны λ из этого спектра сравнительно узкую полосу радиочастот, соответствующую полосе пропускания приемника. Т. о., радиотелескоп является спектр-анализатором космического излучения на волне λ .

Осн. назначение антенного устройства — собрать макс. количество энергии, приносимой радиоволнами от определенного космич. объекта. Эта энергия характеризуется т. н. спектр. плотностью потока радионизлучения F_ν (т. е. энергией излучения, падающего на единичную площадь за ед. времени в единичном интервале радиочастот).

Количество собираемой антенной энергии эл.-магн. волн прямо пропорционально эффективной площади антенны A_∂ . Поэтому для Р. высокой чувствительности используются специальные антенные устройства больших размеров.

Важным параметром любой антенны явл. ее направленность, характеризующая т. н. диаграммой направленности. Диаграмма направленности может быть изображена графически или оха-

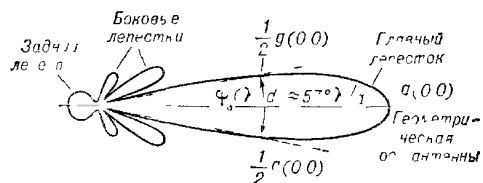


Рис. 1. Диаграмма направленности параболической антенны в плоскости, содержащей геометрическую ось антенны. λ — длина волны, d — диаметр антенны.

актеризована в простых случаях аналитически (функцией). На рис. 1 приведено графич. изображение сечения диаграммы направленности параболич. антенны плоскостью, в к-рой лежит геом. ось антенны (в первом приближении диаграмма аксиально-симметрична относительно этой оси). Диаграмма имеет главный лепесток, боковые лепестки и широкий задний лепесток. Указанный вид диаграммы направлен-

ности может быть описан ф-цией $g(\theta, \varphi)$, показывающей, во сколько раз мощность излучения, принимаемого реальной направленной антенной в нек-ром направлении θ, φ , больше или меньше мощности излучения, принимаемого идеализированной изотропной антенной (с одинаковыми св-вами приема по всем направлениям). Здесь θ и φ — углы, отсчитываемые в двух взаимно перпендикулярных плоскостях от оси антенны. В направлении геометрич. оси антенны (в главном лепестке диаграммы) ф-ция $g(\theta, \varphi)$ имеет макс. значение, $g(0,0) = g_{\text{макс}}(\theta, \varphi)$. Значение $g(0,0)$ наз. коэфф. направленного действия (КНД) антенны или ее усилением.

Угловые размеры главного лепестка характеризуют разрешающую способность антенны. Эти размеры определяются углом между направлениями на точки главного лепестка, в к-рых $g(\theta, \varphi) = g(0,0)/2$, т. е. принимаемая антенной мощность излучения снижается вдвое по сравнению с мощностью, принимаемой строго вдоль оси. Этот угол зависит от λ и геометрич. размеров антенны:

$$\varphi_a(\lambda, d) = \lambda/d \text{ (радиан)} \approx 57^\circ \lambda/d \quad (1).$$

Здесь d — диаметр параболич. антенны. Если расстояние между двумя точечными радиоисточниками превышает $\varphi_a(\lambda, d)$, то такие источники можно зарегистрировать раздельно (как иногда говорят, «разрешить» источники). Из соотношения (1) видно, что чем больше размер (диаметр) антенны, тем лучше ее разрешающая способность при фиксированной длине волны λ (для многоэлементной антенны или двухантенного радиоинтерферометра d — расстояние между крайними элементами антенны или антеннами интерферометра).

Боковые и задний лепестки диаграммы направленности явл. «паразитными», вредными, т. к. через них принимается радиоизлучение земной поверхности, космич. радиофон и можно случайно принять излучение мощного радиоисточника, к-рое наложится при регистрации на излучение исследуемого объекта. Поэтому нередко принимают спец. меры для подавления этих лепестков диаграммы направленности.

Для направленных антенн справедливо следующее соотношение между $g(\theta, \varphi)$, длиной волны λ и эффективной площадью A_e :

$$g(\theta, \varphi) = 4\pi A_e / \lambda^2. \quad (2)$$

Из соотношения (2) видно, что значению $g_{\text{макс}}(\theta, \varphi)$ в направлении геометрич. оси антенны соответствует и макс. эффективная площадь приема радиосигнала B др. направлениях A_e существенно меньше. Соотношение между A_e и геометрич. площадью антенны зависит от ее конструктивных особенностей. Антенны больших размеров при прочих равных условиях имеют и большую A_e , что наряду с улучшением разрешающей способности позволяет увеличить и чувствительность P .

Важным параметром антенны явл. т. н. *антенная температура* $T_{\text{ш.а.}}$, характеризующая суммарную мощность излучения, собираемую антенной через все лепестки диаграммы направленнос-



Рис. 2. Радиотелескоп РТ-22 Крымской астрофизической обсерватории АН СССР.

ти от земной поверхности и наземных предметов, а также от атмосферы, ионосферы и из космич. пространства. Это излучение явл. фоном, из к-рого должно быть выделено излучение исследуемого космич. радиоисточника. В области длинных (декаметровых и метровых) радиоволн наиболее существенный вклад в $T_{\text{ш.а.}}$ дает космич. радиофон ($T_{\text{ш.а.}}$ достигает неск. тысяч К). В дециметровом и сантиметровом диапа-

зонах длин волн наиболее существенно тепловое излучение поверхности Земли и наземных предметов ($T_{\text{ша}}$ составляет десятки и сотни К)

Чувствительность P , т е миним приращение шумовой темп-ры антенны $\Delta T_{\text{ша}}$, вызванное приемом в главном лепестке диаграммы направленности



излучения некого космич объекта, еще регистрируемое данным P ., определяется соотношением:

$$\Delta T_{\text{ша}} \sim \frac{T_{\text{ш вх}}}{\sqrt{\Delta \nu \tau}}, \quad (3)$$

где $T_{\text{ш вх}}$ — суммарная шумовая темп-ра, включающая темп-ру шумов приемника $T_{\text{ш пр}}$ (приведенных ко входу) и антенны $T_{\text{ша}}$, $\Delta \nu$ — полоса принимаемых радиочастот, τ — время накопления сигнала

Наиболее распространенными в радиоастрономии антеннами P явл-т-н параболические антенны. Рефлектор, отражающая металлич-поверхность к-рого имеет форму параболоида, обладает св-вом фокусировать падающий на него параллельный пучок радиоволн. В фокусе рефлектора на его геометрич-оси помещают дипольный или иной элементарный облучатель, передающий сфокусированное рефлектором

излучение на вход приемника. На рис 2 приведена фотография параболич-полноповоротной антенны РТ-22 (диаметр $d = 22$ м) Крымской астрофизич-обсерватории АН СССР (Симеиз). Уникальная точность изготовления поверхности рефлектора РТ-22 позволяет P работать на длинах волн вплоть до $\lambda \approx 1$ мм.

Совр-полноповоротные, т е позволяющие осуществить наведение на любой небесный объект, находящийся над горизонтом, параболич-антенны P имеют обычно $d = 30-70$ м, но существуют антенны с $d = 100$ м (Боннский P , ФРГ). Обладая фокусирующими св-вами в широком диапазоне длин волн (с коротковолновой стороны ограничением на $\lambda_{\text{мин}}$ связаны с точностью изготовления поверхности параболоида и возможны деформациями его при повороте антенны по углу места), параболич-антенны осна-

Рис 3 Общий вид радиотелескопа РАТАН 600. Специальная обсерватория АН СССР

щаются набором различных радиометров, позволяющих одновременно работать на целом наборе длин волн.

Другой тип антенн P — т н синфазные антенны. Отдельными элементами синфазной антенны могут быть элементарные облучатели (полуволновые диполи, спиральные антенны и т п) или даже параболические рефлекторы малого диаметра, смонтированные на одной вращающейся платформе. Сигналы от всех элементов такой антенны передаются по волноводам (кабелям) на вход приемника. Длину подводящих волноводов подбирают так, чтобы сигналы от всех элементов антенны поступали на вход приемника в одной фазе (синфазно), это необходимо для эффективного сложения («фокусирования») сигналов. Синфазная антенна также явл-т-н направленной, поскольку наилучшая фазировка и суммирование сигнала

тов от всех элементов имеют место для параллельного пучка радиоволн, падающего вдоль оси антенны, т. е. одновременно облучающего все ее элементы. Если a и b — стороны прямоугольного по ютна (платформы) антенны, то вдоль этих двух направлений ширина главного лепестка, определяю-

лич рефлектора полосу (практически это осуществляется составлением парabolич. полосы из сравнительно небольших плоских щитов), то антенна будет иметь хорошую разрешающую способность по одной координате (т. н. ножевую диаграмму направленности), причем в направлении вдоль полосы



Рис. 4. Параболический рефлектор одного из секторов РАТАН 600.

щая разрешающую способность антенны $\varphi_a = \lambda/a$ и $\varphi_b = \lambda/b$. Синфазные антенны более просты в изготовлении и более дешевы. Однако недостатком синфазных антенн явл. их «монокроматичность», т. е. возможность приема радиополосы частот вблизи одной частоты, для которой антенна сфазирована.

Для ряда задач, решаемых в радиоастрономии, важна высокая разрешающая способность Р. Повышение разрешающей способности связано с увеличением геометрических размеров антенн,

ширина главного лепестка $\varphi_a = \lambda/d$, где d — длина полосы.

На рис. 3 приведен общий вид Р. РАТАН-600 Спец. астрофизич. обсерватории АН СССР (станция Зеленчукская, Ставропольский край). Он представляет собой составленный из отдель-



Рис. 5. Облучатель в фокусе сектора РАТАН-600

что усложняет конструкцию и удорожает строительство. Для получения очень высокой разрешающей способности применяются радиоинтерферометры. В промежуточных случаях разрешающую способность отдельно взятой антенны можно увеличить след. образом. Если составить длинный ряд синфазных антенн или «вырезать» из парабол-

ных щитов высотой 7 м круг диаметром ≈ 600 м, в каждом из четырех секторов которого (северном, южном, западном и восточном) щиты выставляются по парболе, образуя отражающую и фокусирующую полосу антенны (рис. 4). В фокусе такой полосы располагается спец. облучатель (рис. 5). Наклоном щитов, образующих рефлектор, осу-

пеществляется наведение антенны на объект исследования по углу места. Р. работает на «прохождение», т. е. регистрирует космич. радиоисточник при его проходе через неподвижную «ножевую» диаграмму направленности за счёт сучотного вращения небесной сферы. Предусмотрена возможность сопровождения источника в нек-рых пределах с помощью перемещения облучателя в фокусе антенны по рельсовому пути.

Характеристики нек-рых наиболее крупных антенн Р. приведены в таблице (в последней графе указана миним. длина волны, на к-рой может работать антенна).

Радиотелескоп	Диаметр (размер) антенны, м	Геометрич. площадь, м ²	A_2 , м ²	$\lambda_{\text{мин}}$, см
Радиотелескоп в Аресибо (Пуэрто-Рико, США)	300	70 000	20 000	10
Боннский радиотелескоп (ФРГ)	100	8000	$(4-6) \times 1000$	0,35
РАТАН-600 (СССР)	Кольцо из щитов диаметром 600 м	4×3000 (4 сектора)	4×1500	0,8

Совр. Р. характеризуются следующими предельными параметрами. Эффективные площади достигают 10^3-10^4 м². У малолущающих входных устройств $T_{\text{ш.вх.}}$ составляет десятки К. Измеряемые приращения антенной темп-ры $\Delta T_{\text{ш.а.}} \sim 10^{-2}-10^{-3}$ К, что позволяет регистрировать $F_{\nu} \sim 10^{-29}-10^{-30}$ Вт/(м²·Гц).

Лит.: Есепкина Н. А., Корольков Д. В., Парийский Ю. Н., Радиотелескопы и радиометры, М., 1973.

В. Н. Курильчик.

РАДИУС ЭКРАНИРОВАНИЯ (дебавевский радиус) — характерное расстояние D , на к-ром происходит экранирование кулоновского поля заряда в плазме в результате того, что заряд (напр., заряд иона) оказывается преимущественно окружённым частицами с зарядом противоположного знака (в случае иона — электронами). В масштабах $r > D$ плазма квазинейтральна. Р. э. (электронный) $D_e = v_{e, \text{тепл}} / \omega_{0e} = \sqrt{kT_e / 4\pi N_e e^2} \approx 7 \sqrt{T_e / N_e}$ (см), где N_e — число электронов в 1 см³, T_e — темп-ра электронов в кельвинах, $v_{e, \text{тепл}}$ — скорость их теплового движения, ω_{0e} — ленгмювская частота (подробнее об этом см. в ст. Плазма).

В космич. условиях Р. э. может достигать значит. величин. В сравнительно плотной плазме солнечной короны с

$N_e \sim 10^8$ частиц/см³ и $T \sim 10^6$ К дебаевский радиус $D \approx 1$ см, а в межзвёздном пространстве с $N_e \approx 10$ частиц/см³ и $T \sim 10^4$ К (зоны HII) $D \approx 150$ см.

РАЗМЕРЫ ЗВЁЗД (методы определения). Расстояния до звёзд столь велики, что никакие астрономич. инструменты не дают возможности наблюдать непосредственно их диски. Лишь у нек-рых звёзд угловые размеры диска превышают *разрешающую способность* крупных телескопов, что даёт возможность фотографированием с очень короткими экспозициями «восстановить» изображение диска звезды. Для опре-

деления Р. э. — их радиусов R — используют следующие методы.

1. При известной *светимости* звезды L и её эффективной темп-ре T_e радиус звезды определяется в предположении, что её излучение близко к излучению *абсолютно чёрного тела*:

$$R = T_e^{-2} (L / 4\pi\sigma)^{1/2},$$

где σ — постоянная Стефана — Больцмана (см. *Эффективная температура*).

Светимость звезды можно определить по её видимой звёздной величине и расстоянию до неё (см. *Расстояния до космических объектов*), а T_e находят по распределению энергии в спектре звезды или по ширине и интенсивности спектральных линий. Это — наиболее употребительный способ оценки размеров звёзд.

2. Угловой радиус α звезды находят по интерференц. картине, получающейся в результате перекрытия изображений звезды, построенных двумя объективами или частями одного объектива звёздного интерферометра:

$$\alpha = (\lambda / 1,7d) \cdot 206265'',$$

где угол α выражен в секундах дуги, λ — длина волны принимаемого излучения в см, d — расстояние в см между

центрами объективов, при к-ром интерференц. полосы в изображении звезды перестают наблюдаться.

Линейные радиусы R звёзд связаны с угловыми α соотношением $R = \alpha D / 206265$ (см), где D — расстояние до звезды в см.

Разработаны и др. методы оптич. интерферометрии, позволяющие измерить α для близких ярких звёзд с наибольшими угловыми размерами (см. *Спекли-интерферометрия*).

3. При покрытии звёзд Луной фотометрич. наблюдения дают возможность определить угловой размер звезды по характеру дифракции света на краю лунного диска. Этот метод приемлем лишь для неск. ярких звёзд, затмеваемых Луной.

4. В случае затменно-переменных звёзд размеры компонентов двойной системы можно определить из анализа кривой блеска (см. *Двойные звёзды*).

Анализ имеющихся данных показывает, что R з. колеблется от размеров, сравнимых с диаметром Солнечной системы (звёзды-сверхгиганты), до размеров планет (*белые карлики*) или даже до неск. км (*нейтронные звёзды*). На *главной последовательности* звёзды имеют тем большие размеры, чем больше их массы или T_0 . В процессе *эволюции звёзд* (при уходе с главной последовательности) R з. многократно возрастают при их превращении в красные гиганты или сверхгиганты. На конечной стадии эволюции R з. резко уменьшаются (белые карлики, нейтронные звёзды, чёрные дыры).

Размеры некоторых ярких звёзд

	Радиус, $R_{\odot}$
Сверхгиганты	
Бетельгейзе	300
ε Возничего А	251
Гиганты	
Альдебаран	60
Арктур	30
Капелла	12
Звёзды главной последовательности	
Вега	2,4
Процион	1,9
Сириус А	1,8
Альтаир	1,4
α Кентавра А	1,0
β Лебеда А	0,7
Крюгер 60 А	0,3
Белые карлики	
Вольф 1346	0,02
Сириус В	0,0034

Лит.: Хенбери Браун Р., Измерение угловых диаметров звезд, «УФН», 1972, т. 108, в. 3; Струве О., Ляндс Б., Пилланс Э., Элементарная астрономия, пер. с англ., 2 изд., М., 1967. А. В. Засов.

РАЗРЕШАЮЩАЯ СПОСОБНОСТЬ телескопа — минимальное угловое расстояние между точечными объектами, напр. звёздами, к-рые можно различить в телескоп раздельно. R с. телескопа теоретически ограничена тем, что вследствие дифракции света на краю объектива изображение даже точечного источника представляет собой кружок конечного размера. Изображения двух свстящихся точек окажутся слившимися, если угловое расстояние между источниками не превышает радиуса первого тёмного дифракционного колца в каждом из них: $\alpha = 1,22 \lambda / D$ (рад), где λ — длина волны излучения, D — диаметр объектива. Величина α определяет R с. идеального телескопа при идеальных условиях наблюдения. Различные несовершенства оптич. системы телескопа ухудшают его R с. Однако в большинстве случаев практич. предел R с. телескопа обусловлен наличием воздушных потоков в атмосфере (турбулентностью воздуха). Турбулентность размывает изображение звёзд, увеличивает его размеры и тем самым ухудшает R с. телескопа (см. *Астроклимат*). При наблюдении слабых звёзд повышение R с. играет столь же важную роль, как и увеличение диаметра объектива телескопа. Фактически R с. крупных телескопов составляет при хорошем качестве изображения от неск. угловых секунд до неск. десятых долей секунды.

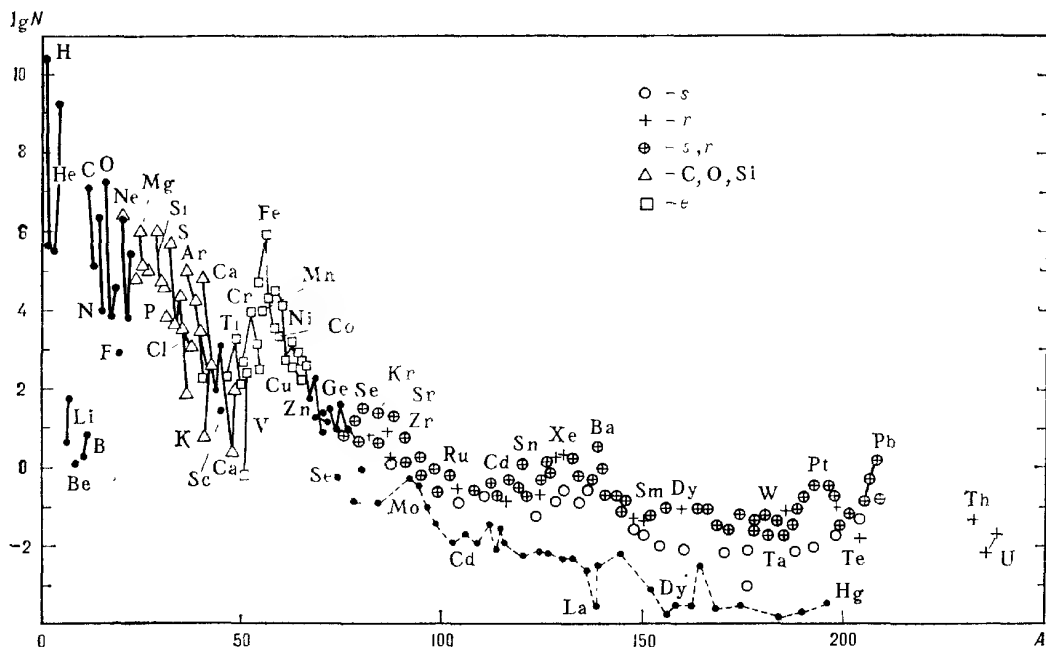
R с. *радиотелескопов* также определяется приведённой выше ϕ -лой (D — диаметр антенны радиотелескопа). Для повышения R с. используют *радиоинтерферометры*. В этом случае под D следует понимать расстояние между антеннами радиоинтерферометра. R с., достигнутая при помощи радиоинтерферометров, примерно на четыре порядка лучше R с. оптич. телескопов. Для повышения R с. при оптич. наблюдениях созданы оптич. интерферометры (см. *Интерферометрия*). Используя их, удаётся непосредственно определять угловые диаметры близких звёзд.

Лит.: Мартынов Д. Я., Курс практической астрофизики, 3 изд., М., 1977; Щеглов П. В., Проблемы оптической астрономии, М., 1980. А. В. Засов.

РАСПРОСТРАНЁННОСТЬ ЭЛЕМЕНТОВ — относительное ср. содержание (иногда говорят *обилие*) данного хим.

элемента (нуклида) в космич. веществе. Под Р. э. часто понимают не только содержание к.-л. хим. элемента, но также и его отдельных устойчивых *изотопов*. Р. э. определяется на основании совокупности всех данных космохимии: изучения спектров Солнца и звёзд, состава первичных космических

быстро падает с возрастанием атомной массы. На фоне этого падения выделяются очень высокий максимум для Fe и близко расположенные двойные максимумы, соответствующие элементам Kr и Sr, Xe и Ba, Pt и Pb, у к-рых есть изотопы либо с магич. числами нейтронов, либо получающиеся при радиоак-



Относительная распространённость нуклидов $\lg N$ (N — число атомов, $\lg N_{\text{Si}} = 6$) в зависимости от атомной массы (по А. Камерону). Изотопы одного и того же элемента (вплоть до Ge) соединены прямыми линиями. Различные символы указывают на основные процессы синтеза нуклидов: Δ — взрывное горение C, O и Si, $\circ$ — медленный захват нейтронов (s -процесс), $+$ — быстрый захват нейтронов (r -процесс), $\oplus$ — сравнимый вклад s и r -процессов, $\square$ — ядерное статистическое равновесие (e -процесс). Нуклиды, образующиеся в других процессах, отмечены точками. Штриховой линией соединены обойдённые ядра.

лучей, хим. анализов метеоритов, лунного грунта, а также данных геохимии. Распространённость водорода и гелия оценивается с привлечением косвенных данных: расчётов внутр. строения звёзд и выводов *космологии*. На рис. показана Р. э. в зависимости от атомной массы, нормированная т. о., чтобы распространённость кремния равнялась 10^6 . Указаны также различные процессы образования элементов, рассматриваемые в *ядерной астрофизике*. Наибольшую распространённость имеет водород, за ним следует гелий (в земных и лунных породах, а также в метеоритах этих элементов мало, отсюда они улетучились).

Мало распространены в природе элементы Li, Be, B. В среднем Р. э.

тивном распаде ядер с такими числами (см. *Магические ядра*). У обойдённых ядер распространённость примерно на два порядка ниже, чем у остальных. Ядра с чётным массовым числом имеют обычно более высокую распространённость. Исключением служит изотопный состав Li и B в Земле и метеоритах, где преобладают изотопы с нечётным массовым числом (${}^7\text{Li}$ и ${}^{11}\text{B}$).

Значения распространённостей наиболее обильных элементов приведены на рисунке и в таблице, в к-рой дополнительно указаны их концентрации по массе, т. е. массы элементов (в г) в 1 г космич. вещества. Для практич. целей концентрации по массе водорода, гелия и всех остальных более тяжёлых элементов, обозначаемые обычно как X,

Y и Z, можно принять равными соответственно 0,77, 0,21 и 0,02.

Теоретич. истолкование Р. э. — одна из важнейших задач ядерной астрофизики. Преобладание в масштабах Вселенной водорода свидетельствует о том, что он — исходный элемент для ядерных процессов синтеза более тяжёлых элементов. Р. э. от C до Ca, ядра к-рых

продукт как холодных ядерных реакций в неравновесной космич. плазме, так и взаимодействия *нейтрино* со звёздным веществом. Особенно низкая Р. э. Li, Be и B связана с лёгким разрушением их при термоядерных реакциях. Как с точки зрения наблюдений, так и с точки зрения теории не вполне ясны вопросы Р. э. гелия и дейтерия. Пробле-

Космическая распространённость наиболее обильных элементов (по А. Камеруну, 1982)

Элемент	Порядковый номер	Средняя масса, а. е. м.*	Распространённость по числу атомов ($[Si] = 10^6$)	Концентрация по массе
H	1	1,0087	$2,66 \cdot 10^{19}$	0,774
He	2	4,0024	$1,80 \cdot 10^9$	0,208
C*	6	12,01	$1,11 \cdot 10^7$	$3,8 \cdot 10^{-3}$
N	7	14,01	$2,31 \cdot 10^6$	$9,3 \cdot 10^{-4}$
O	8	16,00	$1,84 \cdot 10^7$	$8,5 \cdot 10^{-3}$
Ne	10	20,21	$2,6 \cdot 10^6$	$1,5 \cdot 10^{-4}$
Na	11	22,99	$6,0 \cdot 10^4$	$4,0 \cdot 10^{-5}$
Mg	12	24,31	$1,06 \cdot 10^6$	$7,4 \cdot 10^{-4}$
Al	13	26,98	$8,5 \cdot 10^4$	$6,6 \cdot 10^{-5}$
Si	14	28,09	$1,00 \cdot 10^6$	$8,1 \cdot 10^{-4}$
S	16	32,06	$5,0 \cdot 10^5$	$4,6 \cdot 10^{-4}$
Ar	18	36,28	$1,06 \cdot 10^5$	$1,1 \cdot 10^{-4}$
Ca	20	40,08	$6,25 \cdot 10^4$	$7,2 \cdot 10^{-5}$
Cr	24	51,97	$1,27 \cdot 10^4$	$1,9 \cdot 10^{-5}$
Mn	25	54,94	$9,3 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^{-5}$
Fe	26	55,85	$9,0 \cdot 10^3$	$1,4 \cdot 10^{-5}$
Ni	28	58,73	$4,78 \cdot 10^4$	$8,1 \cdot 10^{-5}$

*Учтено распределение по изотопам. В частности, превышение ср. массы C над 12 связано с малой примесью изотопа ^{13}C .

могут быть составлены из целого числа ядер гелия (α -частиц), весьма высока. Эти элементы образовались в результате термоядерных реакций (см. *Ядерные реакции*) в недрах звёзд-гигантов, а также при термоядерных взрывах звёзд. Максимум для железа — результат т. н. *e*-процесса, предшествующего вспышкам *сверхновых звёзд* (см. также *Гравитационный коллапс*). Р. э., более тяжёлых, чем железо, объясняется процессами захвата атомными ядрами *нейтронов* (см. *Нейтронный захват*). Эти процессы захвата, протекающие в звёздах, могут быть медленными (*s*-процессы) и быстрыми (*r*-процессы). Двойные максимумы вблизи магич. чисел служат убедительным доказательством существования в природе двух указанных процессов нейтронного захвата.

Резкое уменьшение Р. э. с ростом атомной массы объясняется ограниченной мощностью источников нейтронов. Ядра дейтерия D (тяжёлого водорода ^2H), Li, Be, B, а также обойдённые ядра, ^1H вероятнее всего, представляют собой

ма гелия связана с общей космологией, т. к. согласно модели горячей Вселенной 20—30% первичного водорода (по массе) должно было превратиться в гелий ещё в начальной стадии космологич. расширения Вселенной.

Лит.: Тейлер Р. Дж., Происхождение химических элементов, пер. с англ., М., 1975; Новиков И. Д., Эволюция Вселенной, М., 1979; Ядерная астрофизика, пер. с англ., М., 1985 (в печати).

Д. А. Франк-Каменецкий, Д. К. Надёжин.

РАССЕЯННЫЕ ЗВЁЗДНЫЕ СКОПЛЕНИЯ — гравитационно связанные группы звёзд, имеющих общее происхождение, близкий хим. состав и возраст; характерные объекты плоской составляющей Галактики. Известно ок. 1200 Р. з. с., находящихся в основном в пределах 2 кпк от Солнца. Более далёкие скопления не наблюдаются из-за сильного поглощения света на больших расстояниях в плоскости Галактики, а также из-за высокой звёздной плотности Млечного Пути, на фоне к-рого далёкие скопления теряются. Ожидаемое число Р. з. с. в Галактике $\approx 2 \cdot 10^4$, достаточно хорошо изучено более 400.

В среднем это близкие объекты. Ближайшее к Солнцу скопление Гиady находится на расстоянии 46 пк.

Обычно Р. з. с. содержат 100—1000 звёзд, однако известны скопления, имеющие $\sim 10^4$ членов. Типичные массы скоплений $\sim 10^3 m_\odot$, а концентрация звёзд $\lesssim 1 \text{ пк}^{-3}$, что примерно на порядок

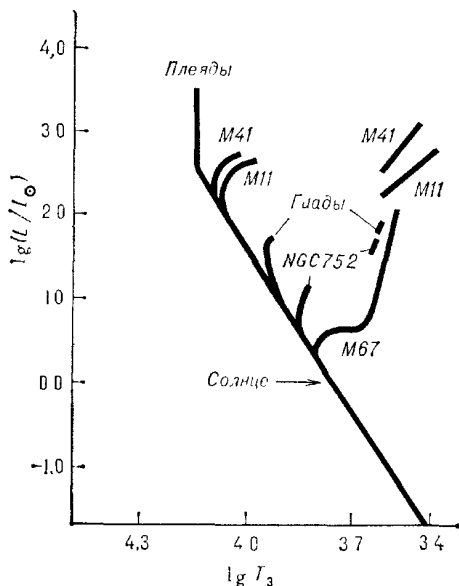


Рис. 1. Сводная диаграмма Герцшпрунга — Расселла для ряда хорошо изученных рассеянных звёздных скоплений (получена совмещением ГП разных скоплений с ГП скопления Гиady). Стрелкой показано положение Солнца, T_e — эффективная темп-ра, L — светимость, $L_\odot$ — светимость Солнца.

выше, чем у звёзд поля. Р. з. с. состоят из относительно плотного ядра и более разреженной короны, содержащей, однако, сравнимое с ядром число звёзд. В среднем радиус ядра ≈ 3 пк, радиус короны в 2—10 раз больше (что зависит от массы скопления). Р. з. с. характеризуются чрезвычайно разнообразным звёздным составом. В них наблюдаются голубые и красные сверхгиганты, гиганты, двойные и магн. звёзды, различные переменные звёзды — цефеиды, вспыхивающие и др.

В отличие от шаровых звёздных скоплений, Р. з. с. сильно концентрируются к плоскости Галактики. Для большинства Р. з. с. расстояние от галактич. плоскости составляет не более 100—300 пк. Как и др. объекты плоской составляющей, Р. з. с. участвуют во вращении вокруг центра Галактики. Дисперсия скоростей Р. з. с. невелика —

ок. 15 км/с, а орбиты характеризуются малым эксцентриситетом. Молодые скопления явл. довольно хорошими индикаторами спиральной структуры Галактики. Главное отличие Р. з. с. от шаровых скоплений — разнообразие Герцшпрунга — Расселла диаграмм, что связано с большой дисперсией возрастов рассеянных скоплений (рис. 1). Возраст самых молодых скоплений оценивается в неск. миллионов лет, самых старых — в 5—10 млрд. лет. Хим. состав Р. з. с. достаточно однороден — металличность (т. е. содержание в звёздах элементов тяжелее гелия) скоплений различается не более чем в 5 раз и в среднем близка к солнечной. Для сравнения укажем, что у шаровых скоплений металличность может различаться в 20—30 раз, но в среднем она на 1—2 порядка меньше, чем у Солнца. Обнаружена связь между хим. составом Р. з. с. и их пространств. положением: металличность Р. з. с. уменьшается с увеличением расстояния от центра Галактики и от плоскости диска. По-видимому, имеется зависимость между возрастом Р. з. с. и хим. составом: у старых скоплений металличность в среднем меньше.

Для определения расстояний до скоплений особую ценность имеют диаграммы «показатель цвета — видимая звёздная величина» ($C-M$) Р. з. с. Из-за малости размеров Р. з. с. по сравнению с их расстоянием до Солнца диаграммы $C-M$ Р. з. с. представляют собой узкую полосу точек, лежащую параллельно начальной главной последовательности (НГП). В верхней части диаграммы $C-M$ главной последовательности Р. з. с. обычно отклоняются вправо, в область гигантов или сверхгигантов. Относит. узость диаграмм $C-M$ скоплений позволяет с большой точностью определять расстояние до них путём совмещения главной последовательности (ГП) скопления со стандартной НГП (см. Расстояния до космических объектов).

Благодаря перечисленным св-вам Р. з. с. играют важную роль в решении ряда фундаментальных проблем астрофизики. Для теории внутр. строения и эволюции звёзд Р. з. с. явл. пробным камнем: большие различия в возрасте звёзд разных Р. з. с. и близость их в одном и том же скоплении позволяют непосредственно сравнивать выводы теории эволюции звёзд с данными наблюде-

ний. Так, указание на генетич. связь красных гигантов и звёзд ГП, давшее значит. толчок развитию теории внутр. строения звёзд, было получено на основе анализа диаграмм Герцшпрунга — Ресселла Р. з. с. На рис. 2 приведена теоретич. диаграмма Герцшпрунга — Ресселла для Р. з. с. разного возраста, по-

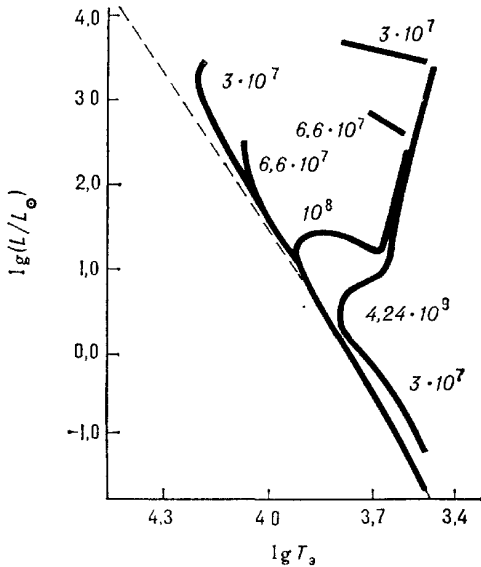


Рис. 2. Диаграмма Герцшпрунга — Ресселла для моделей рассеянных звёздных скоплений разного возраста (в годах), указанного около соответствующих последовательностей. Штриховая линия — теоретическая начальная ГП; обозначения осей — те же, что и на рис. 1.

казывающая правильность главных положений совр. теории эволюции звёзд (сравните с рис. 1).

Не менее важны наблюдения молодых и рождающихся Р. з. с. для теории образования звёзд (см. *Звездообразование*). Статистич. исследование звёзд в молодых Р. з. с. дают информацию о начальной ф-ции масс — распределении образующихся звёзд по массам. Для звёзд с массами 1—25 $M_{\odot}$ начальная ф-ция масс определена наиболее надёжно, она может быть представлена степенной ф-цией $f(M) \sim M^{-2/3}$.

Возможность надёжно определять расстояния до Р. з. с., их возраст, хим. состав и др. параметры помогает решать широкий класс задач по изучению структуры и эволюции Галактики, определению характеристик звёзд с повышенной металличностью, цефеид, белых карликов и др. интересных объек-

тов, а также построения шкал спектр. и фотометрич. калибровок. Следует подчеркнуть, что фундаментом совр. шкалы расстояний до космич. объектов явл. шкала расстояний до Р. з. с.

Лит.: Холлопов П. Н., Звездные скопления, М., 1981; Звезды и звездные системы, М., 1981, гл. 4.

РАССТОЯНИЯ ДО КОСМИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ (методы определения).

В астрономии нет единого универсального способа определения расстояний. По мере перехода от близких небесных тел к более далёким одни методы определения расстояний сменяют другие, служащие, как правило, основой для последующих. Точность оценки расстояний ограничивается либо точностью самого грубого из методов, либо точностью измерения астрономической единицы длины (а. е.), величина к-рой по радиолокац. измерениям известна со среднеквадратичной погрешностью 0,9 км и равна $(149597867,9 \pm 0,9)$ км. С учётом различных измерений а. е. Международный астрономич. союз принял в 1976 г. значение 1 а. е. — 149597870 ± 2 км.

Определение расстояний до планет. Ср. расстояние r планеты от Солнца (в долях а. е.) находят по периоду её обращения T :

$$r = \sqrt[3]{T^2(1+m/M_{\odot})} \approx \sqrt[3]{T^2}, \quad (1)$$

где r выражено в а. е., а T — в земных годах. Массой планеты m по сравнению с массой Солнца $M_{\odot}$ можно пренебречь. Ф-ла (1) следует из 3-го закона Кеплера (см. *Кеплера законы*). Расстояния до Луны и планет с высокой точностью определены также методами радиолокации планет (см. *Радиолокационная астрономия*).

Определение расстояний до ближайших звёзд. Вследствие годичного движения Земли по орбите близкие звёзды немного перемещаются относительно далёких «неподвижных» звёзд. За год такая звезда описывает на небесной сфере малый эллипс, размеры к-рого тем меньше, чем звезда дальше. В угловой мере большая полуось этого эллипса приблизительно равна величине макс. угла, под каким со звезды видна 1 а. е. (большая полуось земной орбиты), перпендикулярная направлению на звезду. Этот угол (π), называемый годичным или тригонометрич. параллаксом звезды, служит для измерения расстояния до неё на основе тригонометрич. соот-

ношений между сторонами и углами треугольника $\triangle ZCA$, в к-ром известен угол π и базис — большая полуось земной орбиты (рис. 1).

Расстояние r до звезды, определяемое по величине её тригонометрич. параллакса π , равно:

$$r = 206265''/\pi \quad (\text{а.е.}), \quad (2)$$

где параллакс π выражен в угловых секундах.

Для удобства определения расстояний до звёзд с помощью параллаксов в астрономии применяют спец. единицу длины — *парсек* (пк). Звезда, находящаяся на расстоянии 1 пк, имеет параллакс, равный $1''$. Согласно ф-ле (2), $1 \text{ пк} = 206265 \text{ а.е.} = 3,086 \cdot 10^{18} \text{ см.}$

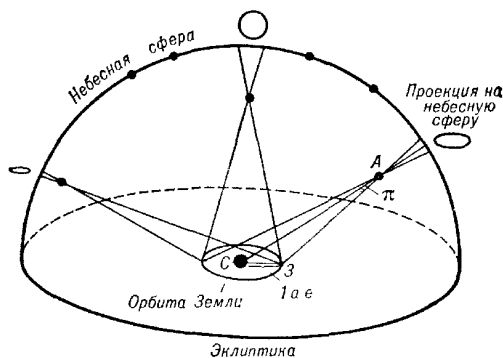


Рис. 1. Определение расстояния до звезды A по её видимому годичному перемещению на небесной сфере, вызванному движением Земли по орбите; π — параллакс звезды A , C — Солнце, Z — Земля, расстояние между ними равно 1 а.е.

Наряду с парсеком применяется ещё одна спец. ед. расстояний — световой год, он равен 0,307 пк, или $9,46 \cdot 10^{17} \text{ см.}$

Ближайшая к Солнечной системе звезда — красный карлик 12-й звездной величины Проксима Кентавра — имеет параллакс 0,762, т.е. расстояние до неё равно 1,32 пк (4,3 св. года).

Нижний предел измерений тригонометрич. параллаксов $\sim 0,01''$, поэтому с их помощью можно измерять расстояния, не превышающие 100 пк (с относит. погрешностью 50%). При расстояниях до 20 пк относит. погрешность не превышает 10%. Расстояния до более далёких звёзд в астрономии определяют в основном фотометрич. методом (см. ниже).

Кроме параллактич. смещений близких звёзд можно отметить лишь два случая, когда видимые перемещения дета-

лей космич. объектов по небу можно также использовать для точного определения расстояний до них. Это — неск. движущихся близких звёздных скоплений и быстро перемещающиеся газовые оболочки или сгущения. Примером явл. новые и сверхновые звёзды, для разлетающихся оболочек к-рых наряду с видимой скоростью расширения в угловых секундах можно определить спектр. способом радиальную скорость расширения.

Фотометрический метод определения расстояний. Освещённости, создаваемые одинаковыми по мощности источниками света, обратно пропорциональны квадратам расстояний до них. Следовательно, видимый блеск одинаковых светил (т.е. освещённость, создаваемая у Земли на единичной площадке, перпендикулярной лучам света) может служить мерой расстояний до них. Выражение освещённостей в звёздных величинах (m — видимая, M — абс. звёздная величина) приводит к следующей осн. ф-ле фотометрич. расстояний r_ϕ (пк):

$$\lg r_\phi = 0,2 (m - M) + 1. \quad (3)$$

Для светил, у к-рых известны тригонометрич. параллаксы, можно, определив M по этой же ф-ле, сопоставить физ. св-ва с абс. звёздными величинами. Это сопоставление показало, что абс. звёздные величины многих классов светил (звёзд, галактик и др.) можно оценивать по ряду их физ. св-в.

Осн. способом оценки абс. величин звёзд явл. спектральный: в спектрах звёзд одного и того же спектрального класса обнаружены особенности, указывающие на их абс. величины (чаще всего это усиление линий низов. атомов с возрастанием светимости звёзд). По таким признакам звёзды разделены на классы светимости (см. *Светимости классы*). По классам и более мелким подклассам светимости, оцениваемым по спектрам звёзд, можно находить абс. величины с погрешностью до $0,5^m$. Эта погрешность соответствует относительной погрешности $\approx 30\%$ при определении r_ϕ по ф-ле (3).

Для определения расстояний до звёздных скоплений имеется спец. способ, использующий диаграмму «видимая величина — показатель цвета» звёзд скопления. Она сравнивается с диаграммой «абс. величина — показатель цвета», к-рая составлена по звёз-

дам того же типа близких к нам скоплений (рис. 2). Сдвиг между сравниваемыми диаграммами по вертикали равен модулю расстояния ($m - M$), по которому при помощи ф-лы (3) и находят т. н. фотометрич. расстояние r_f звёздного скопления (с относит. погрешностью $\approx 20\%$).

Важный метод определения фотометрич. расстояний в Галактике и до соседних звёздных систем — галактик — основан на характерном св-ве переменных звёзд — *цефеид*. Короткопериодич.

этой зависимости можно определить абс. величины цефеид по длительности их периодов колебаний блеска и, следовательно, фотометрич. расстояния до цефеид и звёздных скоплений, спиральных рукавов и звёздных систем, где они наблюдаются (см. *Период — светимость зависимость*). Погрешность определения расстояний по цефеидам составляет для звёздных скоплений в среднем 40% (в отдельных случаях меньше).

Определение внегалактических расстояний. Расстояния до ближайших галактик были установлены по оценкам видимых звёздных величин цефеид и ярчайших звёзд в этих звёздных системах. Более тысячи цефеид найдено в *Магеллановых Облаках*, неск. сотен — в Туманности Андромеды. Цефеиды обнаружены также в семи неправильных и спиральных галактиках, находящихся в радиусе ок. 3 Мпк вокруг нашей Галактики.

В системах, где не удаётся обнаружить цефеиды, ищут ярчайшие звёзды-сверхгиганты и гиганты высших классов светимости. Ярчайшие сверхгиганты обнаружены в неск. сотнях спиральных и неправильных галактик в радиусе до 10 Мпк (абс. величины их — от -9 до -10^m). В эллиптич. галактиках население I типа (долгопериодич. цефеиды, сверхгиганты и горячие газовые туманности) отсутствует. Однако небольшие эллиптич. галактики нашей Местной группы (см. *Галактики*) на фотографиях распадаются на звёзды, ярчайшие из к-рых оказались красными гигантами, аналогичными гигантам в шаровых звёздных скоплениях нашей Галактики (абс. величины этих гигантов достигают -2^m , радиус обнаружения — ок. 1 Мпк). По красным гигантам удаётся оценивать фотометрич. расстояния до эллиптич. галактик внутри Местной группы галактик с погрешностью $\approx 20\%$.

В качестве индикаторов расстояний используются также *новые звёзды* и *сверхновые звёзды*.

В нек-рых галактиках наблюдаются яркие газовые туманности. Оказалось, что линейные размеры наибольших туманностей в галактиках почти одинаковы. Поэтому, измерив угловые размеры d'' ярчайшей туманности в к.-л. галактике, можно определить расстояние r до этой галактики. Данный способ применим к спиральным и неправильным галактикам до расстояний

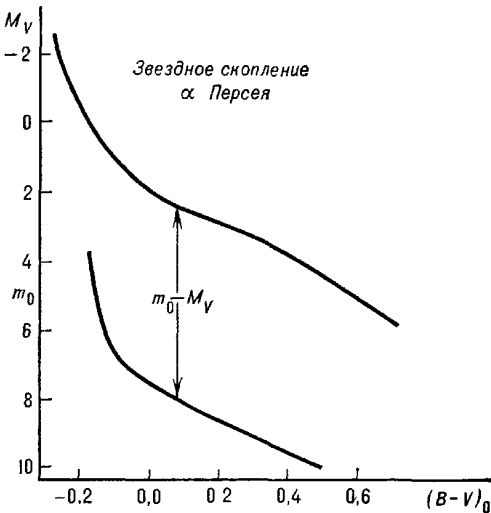


Рис. 2. Зависимость «абсолютная звёздная величина M_V — показатель цвета $(B - V)_0$ » для исходной главной последовательности (верхняя кривая) и зависимость «видимая звёздная величина m_0 — показатель цвета» скопления α Персея (нижняя кривая); m_0 — видимая звёздная величина, свободная от межзвёздного поглощения света. Сдвиг по оси звёздных величин равен модулю расстояний $m_0 - M_V$.

цефеиды (с периодами колебаний блеска менее суток) в среднем имеют абс. величину $+0.5^m$. Они встречаются в шаровых звёздных скоплениях, в центр. области и сферич. короне Галактики и относятся к её звёздному населению II типа. По цефеидам в конечном счёте найдены расстояния до шаровых звёздных скоплений и установлено расстояние от Солнца до центра Галактики.

Для долгопериодич. цефеид (периоды колебаний от 1 до 146 сут), относящихся к звёздному населению I типа (плоской составляющей Галактики), установлена важная зависимость период — светимость, согласно к-рой, чем короче период колебаний блеска, тем цефеида слабее по абс. величине. С помощью

≈ 15 Мпк. Погрешность этого метода — не менее 10%.

До остальных галактик фотометрич. расстояния можно определять более грубым способом по оценке интегральной звёздной величины галактики. По особенностям внеш. вида спиральных галактик (толщина, длина спиральных рукавов, поверхностная яркость и т. п.) часто можно грубо оценить светимость галактики или, по крайней мере, установить, что галактика не относится к

пропорциональна расстоянию r (Хаббла закон): $z = Hr/c$, где H — постоянная Хаббла. Отсюда получается ф-ла для определения расстояний до далёких галактик, радиогалактик и квазаров:

$$r = cz/H \quad (\text{Мпк}). \quad (4)$$

В пределах систем галактик (пар, групп, скоплений) эта зависимость неприменима из-за собств. скоростей галактик в этих системах. Определение

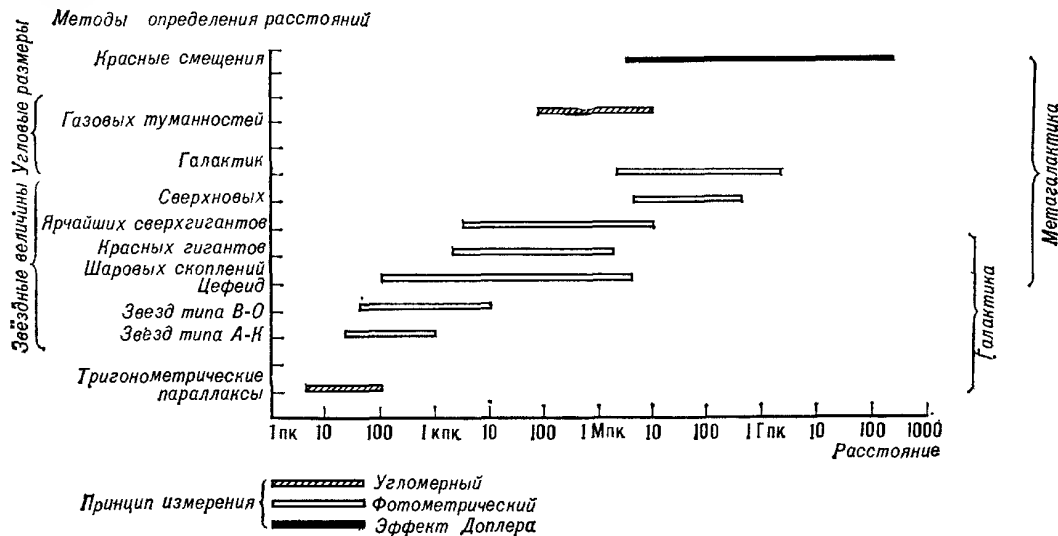


Рис. 3. Методы определения расстояний до звёзд и внегалактических объектов; указаны современные пределы применимости методов и основные измерительные принципы.

числу карликовых. В последнем случае её абс. интегральную величину можно условно принять равной -20^m (ср. значение для галактик-гигантов) и по видимой величине грубо оценить расстояние.

На больших расстояниях (≥ 1000 Мпк) видимый блеск галактик и др. космич. объектов ослабляется не только в силу фотометрич. закона квадрата расстояния, но также, помимо поглощения света, вследствие красного смещения — «покраснения» далёких источников излучения, отражающего расширение Вселенной, что приходится учитывать при определении фотометрич. расстояний.

Определение расстояний по красному смещению. Сравнение фотометрич. расстояний до галактик с величиной смещения z их спектральных линий к красному концу спектра показало, что величина

$$z = (\lambda_{\text{прин}} - \lambda_{\text{испущ}}) / \lambda_{\text{испущ}}$$

расстояний до сравнительно близких галактик по ф-ле (4) требует также учёта движения нашей Галактики в Местной группе галактик и Местной группы относительно окружающих галактик (эта скорость составляет неск. сотен км/с). Проверка пропорциональности красного смещения фотометрич. расстоянию для галактик и радиогалактик, предельно доступных наблюдениям в телескопы, в основном подтвердила закон Хаббла. Однако расстояние, определённое по красному смещению (хаббловское), уже нельзя считать фотометрическим, хотя H и получена по фотометрическим расстояниям галактик.

До 500 Мпк система внегалактич. расстояний (фотометрич. и хаббловских) проверена прямыми определениями расстояний до сверхновых звёзд по измерениям их поверхностных темп-р и скоростей расширения оболочек. На-

дѣжных оценок значительно бѳльших расстояний пока нет.

На рис. 3 показаны пределы применимости рассмотренных методов определения расстояний до космич. объектов.

Для галактик с $z \gtrsim 0,5$ зависимость (4) принимает более сложный вид и неодинакова для различных космологич. моделей Вселенной.

Лит.: Струве О., Линдс Б., Пилланс Э., Элементарная астрономия, пер. с англ., 2 изд., М., 1967; Агекян Т. А., Звезды, галактики, метagalaktika, 2 изд., М., 1970; Ефремов Ю. Н., В глубины Вселенной, 2 изд., М., 1977, В орбитах — Вельяминов Б. А., Внегалактическая астрономия, 2 изд., М., 1978. Ю. П. Псковский.

РЕАКЦИИ СКАЛЫВАНИЯ — ядерные реакции, в к-рых лёгкая частица высокой энергии, сталкиваясь с тяжѳлым ядром, выбивает из него сравнительно лёгкий осколок (ядро лёгкого элемента). В ядерной астрофизике Р. с. привлекаются для объяснения образования лёгких элементов: D, Li, Be, B, а также аномалий в хим. составе магнитных звѳзд. При этом предполагается, что Р. с. вызываются протонами, ускоренными в переменных эл.-магн. полях во внеш. слоях звѳзд. Протоны с энергиями выше 20 МэВ могут вызывать Р. с. всех без исключения тяжѳлых ядер, но наибѳльшее значение имеют Р. с. с участием самых распространѳнных ядер — ядер атомов C, N, O, Fe. Высокое содержание Li в молодых звѳздах (в особенности типа Т Тельца) может объясняться Р. с. на ранних стадиях эволюции звѳзд. Столь же высокое содержание Li и преобладание нечѳтных изотопов Li и B в веществе Земли и метеоритов могут быть объяснены Р. с. в процессе образования Солнечной системы, когда ускорение частиц происходило в тех же магн. полях, какие обеспечивали передачу вращат. момента от молодого Солнца рождающимся планетам (см. Происхождение Солнечной системы, Распространѳнность элементов).

Д. А. Франк-Каменецкий.

РЕЗОНАНСНЫЕ ЛИНИИ — спектральные линии, возникающие при разрешѳнных переходах с наиболее низких возбуждѳнных уровней на основной уровень энергии атома. Являются самыми интенсивными линиями в спектре данного элемента. Р. л. элементов расположены обычно в УФ- и видимой областях спектра.

РЕКОМБИНАЦИОННЫЕ РАДИОЛИНИИ. В межзвѳздной среде при низкой

плотности вещества в процессе рекомбинации заряженных частиц — электронов и ионов — с определѳнной вероятностью возможно образование атомов с высоким уровнем возбуждения. При последующих каскадных переходах на уровни с меньшей энергией в силу малой разницы энергий между высоковозбуждѳнными уровнями происходит испускание фотонов радиодиапазона, соответствующих разным Р. р. Вероятность таких процессов очень невелика. При электронной плотности $N_e = 10^2 - 10^3 \text{ см}^{-3}$ один атом с нужным уровнем возбуждения приходится на $10^{14} - 10^{16}$ атомов. Т. к. вероятность спонтанных переходов между высоковозбуждѳнными уровнями уменьшается с номером уровня n как n^{-3} , а испускаемые фотоны имеют малую энергию, то для образования радиолинии требуется громадное количество ионов и электронов. Это количество, однако, не может быть достигнуто за сѳт увеличения плотности среды. При значит. плотностях из-за большого числа соударений возбуждѳнных атомов с заряженными частицами происходит штарковское уширение спектральных линий, приводящее к их ослаблению и размытию (см. Штарка эффект). Т. о., для образований радиолиний газ должен быть достаточно разрежен, а число атомов на луче зрения велико. Такие условия возможны лишь в космич. пространствах, на Земле их реализовать практически невозможно.

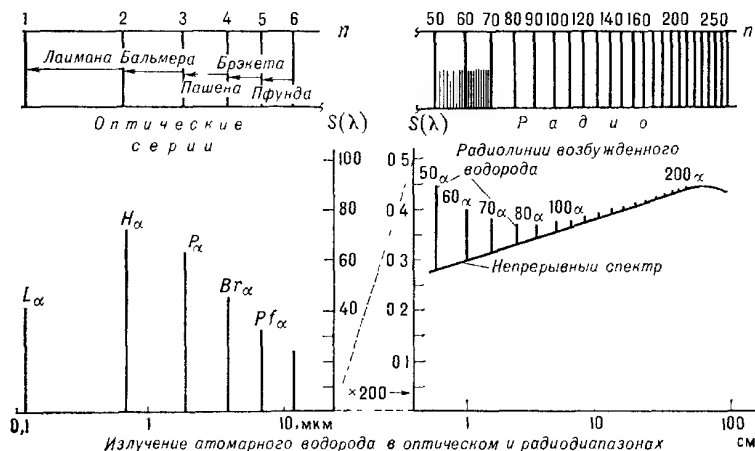
Частоты Р. р. определяются ф-лой

$$\nu = cRZ^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad (1)$$

где Z — эффективный заряд ядра в ед. заряда протона, n_1 и n_2 — главные квантовые числа нижнего и верхнего уровней, причѳм $n_2 = n_1 + 1$, $n_1 + 2$ и т. д., R — Ридберга постоянная.

Для водорода, ядро к-рого состоит из одного протона ($Z = 1$), образующего сферически-симметричное кулоновское поле, выражение (1) справедливо для любых значений n_1 . Для малых n_1 это выражение определяет частоты линий, лежащих в УФ-, оптич. и ИК-диапазонах, — линий серий Лаймана ($n_1 = 1$), Бальмера ($n_1 = 2$), Пашена ($n_1 = 3$), Брѳкета ($n_1 = 4$) и Пфунда ($n_1 = 5$). Для гелия и более тяжѳлых элементов выражение (1) справедливо только при $n_1 \gg 1$, т. е. для радиолиний. Физически это

обусловлено тем, что электр. поле «атомного остатка», состоящего из ядра и электронов, занимающих ближайших к ядру орбиты, можно считать симметричным только на больших расстояниях, что выполняется для электрона, находящегося на высоковозбужденном уровне. По отношению к такому электрону атом явл. водородоподобным: ближайшие электроны экранируют заряд ядра, делая его равным единице.



чувствит. радиометры и крупные радиотелескопы.

На рис. 1 приведено схематич. изображение спектр. линий водорода в оптич. диапазоне и радиодиапазоне. Интенсивность излучения на частотах радиолиний в сотни и тысячи раз слабее, чем в оптич. диапазоне. Кроме того, в радиодиапазоне спектральные линии накладываются на значительно более интенсивный непрерывный спектр ионизов. водорода, обусловленный торможением свободных электронов при их движении в электр. поле ионов.

Первая Р. р. — линия водорода, обу-

Рис. 1. Спектральные линии водорода в оптическом диапазоне и радиодиапазоне. Нумерация относится к конечному уровню атома после испускания кванта соответствующей частоты, α — головной член соответствующей серии. Интенсивность линий $S(\lambda)$ дана в произвольных единицах.

Частоты радиолиний более тяжелых элементов смещены относительно частот радиолиний водорода на нек-рую величину из-за зависимости входящей в выражение (1) постоянной Ридберга от массы:

$$R = R_{\infty} \left(1 - \frac{m_e}{m_a} \right), \quad (2)$$

где m_a — массы атома, R_{∞} — постоянная Ридберга для бесконечной массы (когда $m_a \gg m_e$).

На возможность образования радиолиний у высоковозбужденного водорода обратил внимание в 1952 г. Дж. Уайлд (Австралия). Однако он был весьма пессимистичен в оценке возможности их выделения, считая, что из-за своей многочисленности радиолинии должны сливаться друг с другом и с непрерывным спектром. В 1959 г. Н. С. Кардашев пришёл к выводу, что Р. р. высоковозбужденного водорода должны быть различимы в спектрах радиоизлучения зон $H II$ — космич. облаков ионизов. водорода.

Слабость радиолиний осложняет их экспериментальное исследование, для проведения к-рого требуются высоко-

чувствительная переходом между 91-м и 90-м уровнями атома водорода ($\lambda \approx 3,4$ см), была обнаружена в 1964 г. Р. Л. Сороченко и Э. В. Бороздичем (ФИАН, СССР) в спектре туманности Омега (рис. 2). Ещё более длинноволновую линию (переход 105—104, $\lambda \approx 5,2$ см) нашли в это же время А. Ф. и З. В. Дравских (Пулково, СССР). В 1965 г. в США были обнаружены радиолинии переходов 110—109 ($\lambda \approx 6$ см), 157—156 и 158—157 ($\lambda \approx 18$ см).

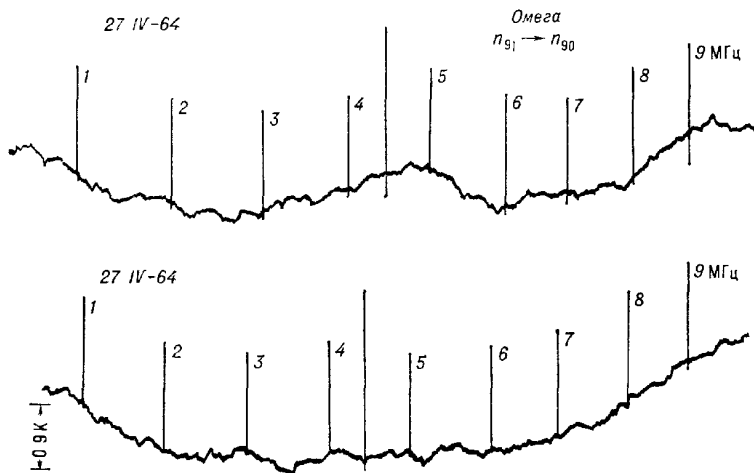
В 1966 г. нашли Р. р. гелия — второго по обилию элемента Вселенной, затем Р. р. углерода, очень близко примыкающие к линиям гелия, и, возможно, радиолинии нек-рых более тяжелых элементов. Спектр туманности Орiona с Р. р. 85 α (переход 86—85) водорода, гелия и углерода показан на рис. 3.

Были обнаружены и стали исследоваться также Р. р., соответствующие переходам с изменением n на две, три и более единиц — линии высшего порядка.

Принято следующее обозначение Р. р.: наименование элемента по таблице Менделеева, номер уровня, на к-рый происходит переход, порядок

линии греч. буквой. Напр., обозначение H114 β соответствует линии водорода, обусловленной переходами между 116 и 114 уровнями.

Самая коротковолновая из найденных радиолний — H 42 α — имеет длину волны 3,5 м, самая длинноволновая — H300 α — лежит уже в метровом диапазоне ($\lambda = 1,25$ м). Для углерода удалось даже найти линию поглощения C640 α на длине волны ок.



Р. р. водорода позволяют определить осн. физ. параметры зон HII. Интенсивности радиолний и непрерывного излучения этих областей имеют различную зависимость от темп-ры. Поэтому по измеренному отношению данных величин (что, кстати, всегда точнее абс. измерений) можно определить электронную температуру T_e исследуемых областей. Оказалось, что для большинства зон HII температуры $T_e \approx (7-9) \cdot 10^3$ K. Измерения штарковского уширения радиолний (после то-

Рис. 2. Спектрограмма радиолний водорода 91 $\rightarrow$ 90 (исторически первая запись, 1964 г.). Верхняя кривая — запись излучения туманности Омега; нижняя — контрольная запись при антенне, не направленной на источник; вертикальными линиями выделены интервалы частот через 1 МГц; большая вертикальная линия показывает расчётную частоту, соответствующую радиолнии H91 α .

15 м, когда размер излучающей системы (атома) приближается к 0,1 мм.

Исследования Р. р. позволили установить, что они не уширяются и не размываются в той степени, как этого следовало ожидать, исходя из теории штарковского уширения спектр. линий. Полученные данные заставили пересмотреть теорию штарковского уширения Р. р. водорода, разработанную на основе измерений в оптич. диапазоне. Для Р. р. возмущения начального и конечного уровней внеш. электрич. полем в значит. степени подобны из-за их близости. В результате при возмущениях интервал между уровнями меняется существенно меньше, чем энергия самих уровней. Т. о., происходит компенсация штарковского уширения и радиолнии могут наблюдаться до высоких значений n .

Р. р. раскрывают новые возможности для астрофизич. исследований. В отличие от оптич. излучения, радиоизлучение не подвержено межзвёздному покраснению, радиолнии легко разрешаются и могут быть использованы для исследований слабых объектов с малой поверхностной яркостью.

го как была пересмотрена и уточнена теория этого явления) дают возможность определить второй осн. параметр зон HII — электронную концентрацию N_e . Измерения радиолний, соответствующих переходам с миним. номерами, дают возможность определить не уширенный давлением газа профиль

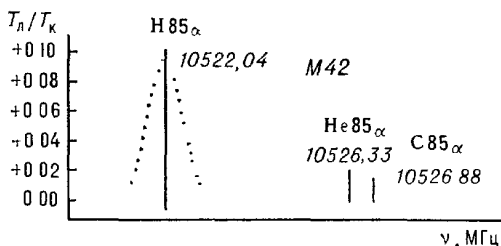


Рис. 3. Рекомбинационные радиолнии 85 α водорода, гелия и углерода в спектре туманности Ориона (M 42). По оси ординат отложено отношение яркостных температур линии и континуума (T_L/T_K). Под наименованием каждой линии приведена её частота (в МГц).

линии от данного объекта. По измеренной ширине этого профиля и известной T_e могут быть определены скорости внутр. движения газа в зонах HII

(см. *Доплера эффект*). Эти скорости заключены в пределах 8—14 км/с.

Р. р. водорода были зарегистрированы не только от ярких и компактных зон НII, с чего были начаты эти исследования, но и от распределённого ионизов. водорода. Следует подчеркнуть, что с помощью Р. р. можно проводить исследования самых удалённых областей НII, в т. ч. находящихся за центром Галактики и полностью закрытых пылевой материей. Во многих случаях Р. р. дают фактически единственную возможность определить физ. условия и местонахождение областей НII.

По доплеровскому сдвигу частоты Р. р. можно определить лучевую скорость источника излучения и в рамках принятой модели Галактики — расстояние до него. На основании полученных данных были построены карты крупномасштабного распределения ионизов. водорода в Галактике, аналогично тому, как это было сделано для нейтрального водорода по радиолинии 21 см (см. *Галактика, Межзвёздный газ*).

Р. р. водорода были обнаружены и у ряда внегалактич. объектов, в т. ч. таких удалённых, как M 82 и NGC 253.

Измерения Р. р. гелия позволяют определить содержание этого элемента в Галактике, что важно для понимания эволюции Вселенной (см. *Космология*).

Лит.: Сороченко Р. Л., Изучение радиолиний возбуждённого водорода, «Вестник АН СССР», 1969, т. 39, № 4; Гордон М. А., Характеристики областей НII и диффузного теплого фона в радиодиапазоне, в кн.: Галактическая и внегалактическая радиоастрономия, пер. с англ., М., 1976.

Р. Л. Сороченко.

РЕКОМБИНАЦИЯ (в газе, плазме) — процесс, обратный *ионизации*, состоит в захвате ионом свободного электрона. Р. приводит к уменьшению заряда иона или к превращению иона в нейтральный атом (или молекулу). Возможна также Р. электрона и нейтрального атома (молекулы), приводящая к образованию отрицат. иона, и в более редких случаях — Р. отрицат. иона с образованием двух- или трёхкратно заряженного отрицат. иона. Вместо электрона в некоторых случаях могут выступать др. элементарные частицы, напр. мезоны (обычно, μ -мезон), создавая мезоатомы или мезомолекулы.

Электрон может рекомбинировать на любой незаполненный уровень энергии в атоме, молекуле, ионе. Р. происходит тем чаще, чем большее число ре-

комбинирующих частиц каждого сорта (электронов, ионов) содержится в ед. объёма среды. Вероятность Р. тем выше, чем дольше рекомбинирующие частицы находятся друг около друга, т. е. скорость Р. определяют самые медленные частицы. Поэтому скорость Р. растёт с уменьшением темп-ры.

В астрофизич. условиях наиболее часто встречается случай, когда освобождённая при этом энергия $\mathcal{E}$ уносится фотоном:

$$h\nu = \mathcal{E} = \frac{mv^2}{2} + \chi_n, \quad (1)$$

где $h\nu$ — энергия фотона, $mv^2/2$ — кинетич. энергия электрона до взаимодействия с ионом, χ_n — энергия связи электрона в атоме (молекуле, ионе) для уровня, на к-рый рекомбинирует электрон. Такой процесс наз. *радиационной Р.*

Поскольку величина кинетич. энергии свободного электрона не квантована, т. е. может принимать любые неотрицат. значения, излучение, возникающее при Р., имеет непрерывный спектр. Возбуждённые атомы, образующиеся при Р., путём последующих переходов с одного уровня энергии на другой могут давать эмиссионный линейчатый спектр излучения. Такой механизм ответствен за свечение водорода в *зонах НII* (см. *Межзвёздный газ*).

Радиац. Р. происходит с некоторой вероятностью при всяком сближении пары рекомбинирующих частиц без к.-л. дополнительного внеш. воздействия (спонтанно). Скорость радиац. Р., т. е. количество актов Р. с образованием иона с зарядом i на уровне n в 1 см³ среды в 1 с, равна:

$$N_e N_{i+1} \alpha_{i,n}, \quad (2)$$

где N_e — концентрация электронов, N_{i+1} — концентрация ионов с зарядом $i+1$, $\alpha_{i,n}$ — коэфф. радиац. Р. с образованием иона с зарядом i на уровне n . Практически всегда распределение электронов по скоростям соответствует *Максвелла распределению*. В этом случае $\alpha_{i,n}$ зависит от темп-ры электронов.

Сумма коэфф. Р. на все уровни определяет полную скорость образования атома или иона за счёт радиац. Р.

$$\alpha_{\text{полн.}i} = \sum_n \alpha_{i,n}. \quad (3)$$

Для самого обильного элемента во Вселенной — водорода — при темп-ре

$T \lesssim 1,5 \cdot 10^5$ К скорость $\alpha_{\text{полн}}$ примерно пропорциональна $T^{-1/2}$.

Помимо спонтанного процесса возможен индуцированный (или вынужденный) элементарный радиац. процесс. Индуцированная радиация Р. происходит при взаимодействии на частицы фотона, к-рый имеет ту же частоту, что и фотон, испускаемый во время элементарного процесса Р. [ф-ла (1)]. Скорость индуцированной радиац. Р. пропорциональна не только концентрациям каждого из сортов рекомбинирующих частиц, но и плотности эл.-магн. излучения на данной частоте. Индуциров. Р. существенна в местах с сильным полем эл.-магн. излучения, напр. в звёздных атмосферах. В межзвёздной среде достаточно учитывать только спонтанную Р.

Возможна Р. и без излучения, когда избыточная энергия передаётся третьей частице (трёхчастичная Р.). Такой процесс требует одновременного столкновения сразу трёх частиц, т. е. существует только в плотной среде, к тому же при достаточно низких темп-рах, чтобы сталкивающиеся частицы медленно двигались и успели провзаимодействовать при столкновении. Поэтому в разреженных атмосферах звёзд и в межзвёздном газе трёхчастичная Р. в большинстве случаев не важна, но в более плотных и достаточно холодных средах она играет осн. роль. Возможен ещё один тип Р. — т. н. диэлектронная Р., связанная с резонансным взаимодействием электрона и иона. При диэлектронной Р. электрон захватывается на возбуждённый уровень и передаёт свою энергию др. электрону того же иона. В результате образуется атом (или ион с зарядом на единицу меньше), у к-рого возбуждены два электрона. Такое состояние явл. автоионизационным, т. е. атом может распадаться снова на ион и свободный электрон. Если, однако, раньше произойдёт испускание фотона, то атом перейдёт в «устойчивое» состояние, т. е. произойдёт Р.

Очевидно, диэлектронная Р. не может происходить с «голым» ядром, в частности она невозможна для водорода. Коэфф. диэлектронной Р. $\alpha_{\text{полн}, i}^{\theta} \sim T^{-3/2} \exp(-\Delta\epsilon/kT)$, где $\Delta\epsilon$ — энергия возбуждения иона $i+1$. Экспоненциальный множитель отражает тот факт, что рекомбинирующий электрон должен обладать достаточно большой энергией,

чтобы было возможно возбуждение второго электрона. Захват электрона при диэлектронной Р. происходит без одновременного испускания фотона. Вероятность данного процесса намного выше, чем вероятность радиац. захвата. Поэтому во многих случаях $\alpha^{\theta} \gg \alpha$, если только темп-ра достаточно велика и экспоненциальный множитель не слишком мал. В отличие от радиац. Р., диэлектронная Р. заселяет в основном высоковозбуждённые уровни. Это может заметно повлиять на интенсивность линий, возникающих при переходах с этих уровней. С другой стороны, при больших плотностях среды атомы, находящиеся на высоких уровнях энергии, с большой вероятностью могут быть снова ионизованы. Поэтому роль диэлектронной Р. с ростом концентрации рекомбинирующих частиц падает.

Сказанное выше относилось в основном к атомам и атомарным ионам. В случае молекул также возможна радиац. Р., однако обычно гораздо более эффективна диссоциативная Р. — процесс, при к-ром присоединение электрона к молекулярному иону или молекуле сопровождается развалом (диссоциацией) молекулы на две или более частей.

Н. Г. Бочкарев, Л. А. Вайнштейн.

РЕЛИКТОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — см. Микроволновое фоновое излучение.

РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЧАСТИЦЫ — частицы, движущиеся со скоростями, приближающимися к скорости света c . Для них становятся важными эффекты теории относительности, в первую очередь зависимость энергии $\mathcal{E}$ от скорости $\mathcal{E} = m_0 c^2 / \sqrt{1 - v^2/c^2}$, где m_0 — масса покоя частицы, v — её скорость. При этом импульс частицы даётся ф-лой $p = m_0 v / \sqrt{1 - v^2/c^2}$. Кинетич. энергия Р. ч. порядка или больше их энергии покоя. Сверх- или ультрарелятивистскими наз. частицы, у к-рых кинетич. энергия гораздо больше энергии покоя. Предельным случаем явл. частицы с массой покоя $m_0 = 0$ и $v = c$. Энергия такой частицы связана с её импульсом соотношением $\mathcal{E} = |p| c$. Согласно теории относительности, время жизни t нестабильных относительно распада Р. ч. растягивается:

$$t = \tau / \sqrt{1 - v^2/c^2},$$

где τ — время жизни покоящейся частицы. В астрофизике важное значение имеют релятивистские электроны, получающиеся при ускоре-

ний их в космич. эл.-магн. полях и испускающие синхротронное излучение. В частности, электроны ускоряются в эл.-магн. полях *остатков вспышек сверхновых*. Из Р. ч. состоят и космические лучи. Разогнанные на ускорителях пучки Р. ч. используются в экспериментальной физике элементарных частиц. Процессы взаимодействия Р. ч. имеют характерную особенность: движение рождённых частиц или рассеяние частиц в таком взаимодействии происходит преимущественно ~~всплывающ~~ — в направлении налетающей Р. ч.

РЕЛЯТИВИСТСКИЙ ГРАВИТАЦИОННЫЙ КОЛЛАПС — быстрое сжатие космич. тела под действием гравитац. сил в условиях, когда тело (напр., массивная звезда) уже сжалось до столь малых размеров, что у его поверхности гравитац. потенциал $\varphi = G\mathcal{M}/r$ оказывается сравнимым по величине с квадратом скорости света (c^2), т. е. $\varphi/c^2 \approx 1$. В этих условиях физ. явления описывает общая теория относительности (ОТО).

Осн. св-ва Р. г. к. звёзд определяются св-вами сферически-симметричного гравитац. поля в вакууме. Согласно ОТО, тяготение есть проявление кривизны пространственно-временного континуума. Это значит, что вблизи сжавшейся звезды законы геометрии отличаются от привычных для нас законов евклидовой геометрии. Вблизи такой звезды геометрия пространства неевклидова, а время течет иначе, чем вдали от нее. Темп течения времени по мере приближения к сжавшейся звезде замедляется. Если удалённые от звезды часы показывают, что прошло время Δt , то вблизи звезды часы покажут меньший промежуток времени:

$$\Delta \tilde{t} = \sqrt{1 - \frac{2G\mathcal{M}}{c^2 r}} \cdot \Delta t,$$

где r — делённая на 2π длина окружности, описанной вокруг звезды и проходящей через точку, в к-рой расположены часы. Напомним, что вследствие неевклидовости пространства r не равна радиусу этой окружности. При приближении r к $r_g = 2G\mathcal{M}/c^2$ любые промежутки времени стремятся к нулю, т. е. темп течения времени стремится к нулю. Сферу с $r = r_g$ наз. сферой Шварцшильда или горизонтом событий, а r_g — гравитационным радиусом.

Для Солнца $r_g = 2,96$ км, для звезд с массой $\mathcal{M}$ гравитационный радиус $r_g = 2,96 \mathcal{M}/\mathcal{M}_\odot$ км.

Оказывается, что при приближении r к r_g наблюдаются особенности не только в течении времени: к бесконечности стремится сила тяготения. По теории Ньютона, сила F_H , с к-рой звезда притягивает единичную массу, находящуюся на её поверхности, равна: $F_H = G\mathcal{M}/r^2$. Эта сила возрастает неограниченно только в том случае, если радиус звезды стремится к нулю. В теории Эйнштейна сила тяготения на поверхности статич. звезды

$$F_\Sigma = G\mathcal{M}/r^2 \left(1 - \frac{2G\mathcal{M}}{c^2 r}\right)^{1/2}.$$

При $r \rightarrow r_g = 2G\mathcal{M}/c^2$ сила тяготения F_Σ обращается в бесконечность.

Если тело, сжимаясь, сократилось до размеров, близких к гравитац. радиусу, то никакие силы не в состоянии остановить дальнейшее сжатие и тело будет неудержимо падать в себя — коллапсировать. На этом этапе коллапса сила тяготения уже существенно превышает силы давления (отталкивания), и для качеств. анализа коллапса давлением можно пренебречь, т. е. считать, что частицы на поверхности звезды свободно падают в её поле тяготения. Следует подчеркнуть, что приведённая выше ф-ла силы тяготения F_Σ справедлива только для статической, несжимающейся звезды. Когда поверхность звезды свободно падает в поле тяготения, то она находится в состоянии невесомости.

Рассмотрим, как для внеш. наблюдателя будет протекать Р. г. к. невращающейся звезды, потерявшей в конце эволюции устойчивость и сжимающейся до размеров r_g . С какой бы скоростью вначале n сжималась звезда, с приближением к r_g скорость сжатия стремится к световой. При этом время замедляет темп своего течения и оказывается, что время сжатия до r_g для внеш. наблюдателя растягивается в бесконечность. На это накладывается ещё эффект Доплера: скорость сжатия увеличивается, и световые сигналы, испущенные сжимающейся поверхностью через равные промежутки собств. времени, достигают наблюдателя через разные, постоянно удлиняющиеся интервалы времени. Всё это приводит к тому, что внеш. наблюдатель никогда не увидит звезды, сжавшейся до размеров меньше r_g . Её размеры лишь за

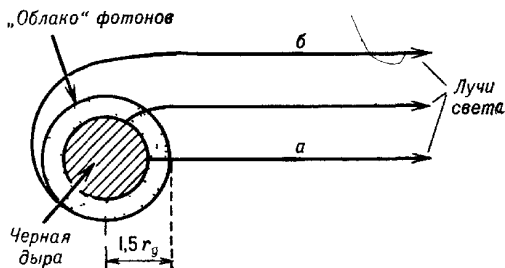
бесконечное время асимптотически подходят к горизонту событий.

С точки зрения внеш. наблюдателя, все процессы на такой сжимающейся звезде замедляются, как бы затухают. Поэтому затухает и её излучение, хотя по собств. времени звезда излучает всё в том же темпе. Поскольку каждая секунда собств. времени звезды все больше и больше растягивается для внеш. наблюдателя, соответственно убывает энергия, приходящая к наблюдателю за секунду в его системе координат. На последних стадиях сжатия излучение затухает по экспоненциальному закону:

$$I = I_0 \exp(-t/t_0), \quad (*)$$

где I_0 — интенсивность излучения в момент $t = 0$, принятый за начальный, t_0 по порядку величины равно r_g/c .

Картина сжимающейся звезды для внеш. наблюдателя определяется также искривлением траекторий лучей в сильном поле тяготения. На рис. изображены траектории лучей от звезды



на последних стадиях коллапса. На расстоянии $r = 1,5 r_g$ лучи света могут двигаться по круговым орбитам вокруг сжавшейся звезды. Фотоны, попавшие во время коллапса на почти круговые орбиты вблизи $r = 1,5 r_g$, длительно там движутся, прежде чем уходят к внеш. наблюдателю. Эти фотоны образуют как бы облако в виде сферы с $r = 1,5 r_g$. Т. о., наблюдатель видит на последних стадиях коллапса край диска звезды в виде кольца, образуемого фотонами, постепенно покидающими это облако и уходящими к внеш. наблюдателю (по пути b на рис.). Все эти фотоны имеют одно и то же красное смещение, соответствующее отношению $\lambda_{\text{видимое}}/\lambda_{\text{испущ.}} = \sqrt{3/3}$, в то время как фотоны, приходящие к наблюдателю из центра диска (по пути a), имеют все большее и большее красное смеще-

ние, стремящееся к бесконечности по экспоненциальному закону (т. к. они излучаются все ближе к гравитац. радиусу). Интенсивность излучения диска падает по закону типа (*). В результате на поздних стадиях коллапса наблюдатель видит не диск, а кольцо, поверхностная яркость и цвет к-рого практически неизменны со временем, но ширина быстро уменьшается. Угловой же радиус кольца $\vartheta = 3\sqrt{3} r_g/2R$ остается неизменным (R — расстояние от звезды до наблюдателя).

Наличие значит. несферичности и вращения может заметно исказить нарисованную простейшую картину: изменится форма края диска, и красное смещение от разных его участков будет разным. Однако осн. особенности Р. г. к. сохранятся. Поскольку экспоненциально быстро прекращается всякое излучение, звезда исчезает из поля зрения внеш. наблюдателя. Такая сжавшаяся и потухшая для внеш. наблюдателя звезда будет взаимодействовать с окружающим веществом только благодаря своему гравитац. полю, к-рое, если пренебречь излучением энергии и связанной с этим небольшой потерей массы, не меняется в процессе сжатия.

Что бы ни происходило со звездой после её сжатия до размеров r_g , внеш. наблюдатель об этом никогда ничего не узнает. В отличие от внеш. наблюдателя, для к-рого сжатие звезды до r_g происходит бесконечно долго, для «наблюдателя» на самой сжимающейся звезде (свободно падающего вместе с поверхностью) процесс сжатия происходит за конечное время. Это одно из следствий относительности времени в ОТО. После сжатия до r_g звезда по собств. времени продолжает неужемимо сжиматься до огромных (формально бесконечных) плотностей. То, что происходит затем, окончательно еще не выяснено. Но важно подчеркнуть, что звезда не может прийти в стационарное состояние и не может также снова расширяться и стать видимой для внеш. наблюдателя.

Сколлапсировавшие звезды принято наз. *черными дырами*. Их можно обнаружить только по полю тяготения и процессам, связанным с тяготением, напр. по аккреции вещества на черную дыру и по возникающему при этом излучению (см. Аккреционные диски).

Лит. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюция

звезд, М., 1971, Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж., Гравитация, пер с англ., т. 3, М., 1977. И. Д. Новиков.

РЕНТГЕНОВСКАЯ АСТРОНОМИЯ

Содержание:

1. Введение 580
2. Механизмы генерации рентгеновского излучения 581
3. Методы регистрации космического рентгеновского излучения 582
4. Результаты астрономических исследований в рентгеновской области спектра 584

1. Введение

Рентгеновская астрономия исследует космич. объекты по их рентгеновскому излучению (РИ) с энергией фотонов от 0,1 до 100 кэВ, что соответствует диапазону длин эл.-магн. волн от 100 до 0,1 Å.

Атмосфера Земли препятствует проникновению РИ до земной поверхности, поглощая рентг. фотоны на высотах $\approx 100-30$ км (до высоты 30 км проникают фотоны с энергией $\epsilon > 30$ кэВ — т. н. жёсткий компонент РИ, см. *Прозрачность земной атмосферы*). В связи с этим первые данные о РИ Солнца были получены при помощи аппаратуры, поднятой на высотных ракетах (50-е гг. 20 в.). Особенности солнечного РИ удалось объяснить на основе теории горячей *солнечной короны* с темп-рой ок. 10^6 К. РИ Солнца состоит из непрерывного излучения горячей корональной плазмы (водородно-гелиевой), а также из линейчатого излучения высокоионизов. тяжёлых ионов, вплоть до водородоподобных ионов Fe XXVI. Особенно богатый спектр линий РИ возникает при *вспышках на Солнце*, когда темп-ра в небольшой области короны повышается до 10^7 К.

Общий поток РИ Солнца не превышает $10^{-6}-10^{-7}$ от солнечной постоянной [$1,38 \times 10^6$ эрг/(см²·с)] и на границе земной атмосферы прибл. равен 0,1 эрг/(см²·с). Рентг. светимость Солнца составляет, следовательно, $10^{26}-10^{27}$ эрг/с.

На раннем этапе развития космич. исследований источники РИ, по мощности подобные Солнцу, но находящиеся далее неск. парсек, не могли быть обнаружены. По этой причине поиски РИ от ближайших звёзд и др. далёких космич. объектов вообще не проводились вплоть до 1962 г., когда группа амер. исследователей (под руководством Б. Росси, Р. Джаккони) случайно обнаружила с ракеты сильный источник РИ в созвездии Скорпиона при попыт-

ке наблюдать рентг. флюоресцентное излучение поверхности Луны, подвергаемой бомбардировке *космическими лучами*. В этом же эксперименте было также открыто РИ фона неба, вероятно, не связанное с дискретными источниками и достаточно изотропное.

Межзвёздная среда с нормальным хим. *обилием* осн. элементов сравнительно прозрачна для РИ с $\lambda < 100$ Å. В рентг. области спектра (в отличие от гамма-области) поглощение связано с фотоионизацией атомов тяжёлых элементов (C, N, O, Mg, Si, Fe и др.) в осн.

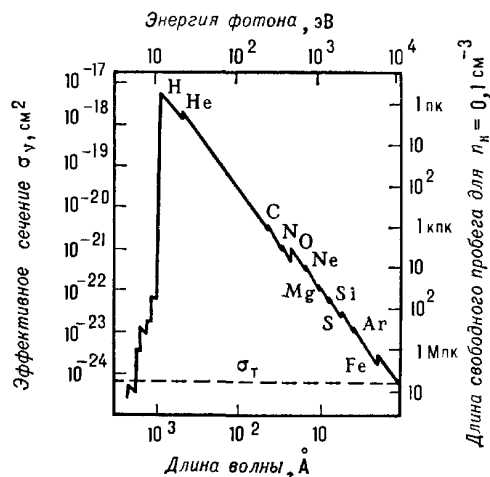


Рис. 1. Зависимость эффективного сечения ионизации атомов межзвёздной среды (усреднённого химического состава) от длины волны ионизирующего излучения.

с *K-уровня энергии*. Эффективность поглощения характеризуют т. н. сечением процесса ионизации

$$\sigma_v = 7 \cdot 10^{-18} N_K Z^4 \left(\frac{13,56}{h\nu} \right)^3 (\text{см}^2),$$

где ν — частота поглощённого кванта, $h\nu = \epsilon$ — его энергия, выраженная в эВ; N_K — число электронов на уровне энергии K , равное 1 для водородоподобных ионов и 2 для всех остальных атомов и ионов; Z — заряд ядра атома. Сечение практически равно нулю для энергий ниже порога фотоионизации с *K-уровня*. На рисунке 1 приведён график зависимости σ_v от λ (или ϵ), а также зависимости длины свободного пробега от энергии фотона в межзвёздной среде для ср. концентрации нейтрального межзвёздного газа, равной 0,1 атома водорода в 1 см³ при нормальном обилии гелия, углерода

и др. элементов. На графике показаны скачки поглощения с K -уровня для осн. элементов вплоть до Fe. Ясно, что РИ с $\lambda < 10\text{Å}$ может наблюдаться даже для источников в галактич. плоскости, где в основном сосредоточен межзвёздный водород, если невелико поглощение в самом источнике.

До конца 70-х гг. исследования космич. РИ проводились при помощи ракет (на высотах h до 500 км) и высотных баллонов ($h \approx 30\text{—}40$ км). Время наблюдений в одном полёте составляло до 10 мин для ракет и неск. часов для баллонов. С выведением на орбиту ИСЗ с рентг. телескопами на борту возможности Р. а. чрезвычайно расширились.

2. Механизмы генерации рентгеновского излучения

По данным с ИСЗ были детально изучены астрофизич. механизмы генерации РИ.

а) При торможении (изменении скорости) свободных электронов в результате их близкого пролёта от заряженных ядер генерируется широкий спектр эл.-магн. излучения с энергией фотонов вплоть до исходной энергии электрона (см. *Тормозное излучение*).

Т. к. вероятность кулоновского взаимодействия свободного электрона с ядром велика, то этот механизм явл. одним из главных источников генерации жёстких фотонов в УФ- и рентг. областях (вплоть до энергии 0,1 МэВ), а также важнейшим механизмом потерь энергии электронами. Если фотоны рождаются в равновесной плазме с максвелловским распределением частиц по скоростям, то наблюдается тепловое излучение, к-рое для большой *оптической толщи* ($\tau \gtrsim 1$) явл. планковским излучением абсолютно чёрного тела (см. *Планк закон излучения*). С ростом T , согласно закону Вина, максимум излучения сдвигается в коротковолновую сторону, достигая рентг. диапазона при $T > 10^6$ К. При этом полная интенсивность теплового излучения резко возрастает ($I \sim T^4$). Звезда с темп-рой $T \sim 10^6$ К при том же радиусе, что и Солнце, излучала бы энергии в 10^9 раз больше, чем Солнце, а при $T = 10^7$ К её светимость превысила бы в 100 раз светимость всех звёзд Галактики. Очевидно, что таких тепловых источников РИ звёздной природы не существует. Для оптически тонкой плазмы ($\tau \ll 1$) интенсивность излучения (отнесённая

к единичному интервалу частот) вообще не зависит от длины волны λ , т. е. спектр явл. плоским до тех пор, пока $\tau(\lambda)$ не станет порядка 1 и интенсивность не сравняется с планковской.

б) Рентг. фотоны могут возникать при движении быстрых электронов в магн. поле. При напряжённости поля $H \sim 10^{-4}\text{—}10^{-3}$ Э рентг. фотоны испускаются электронами с энергией $\gtrsim 10^{13}$ эВ. При степенном спектре энергий электронов генерироваться будет также степенной спектр РИ.

в) При рассеянии фотонов малых энергий (видимого, радио- или ИК-диапазонов) на релятивистских электронах часть энергии электрона передаётся фотону, в результате чего могут возникать фотоны рентг. диапазона (см. *Комптоновское рассеяние*).

Ср. плотность энергии возникающего рентг. излучения при этом равна $(4/3)w_p(\mathcal{E}/m_e c^2)^2$, где $\mathcal{E}$ — энергия электронов, w_p — плотность энергии низкочастотных фотонов, соответствующая темп-ре T_p . Напр., для $T_p = 150$ К (ИК-излучение с $\lambda_{\text{макс}} = 20$ мкм) электроны с энергией 100 МэВ будут генерировать рентг. фотоны с $\varepsilon = 2$ кэВ.

Комптоновское рассеяние может приводить к генерации жёсткого РИ в источниках, в к-рых одновременно рождается большой поток ИК-излучения и происходит ускорение электронов до высоких энергий. Аналогичный механизм может давать фотоны РИ при рассеянии релятивистских электронов высоких энергий на фотонах реликтового субмиллиметрового излучения (см. *Микроволновое фоновое излучение*). Электроны с энергией 500 МэВ могут при этом испускать фотоны со ср. энергией 1 кэВ.

г) Линейчатое РИ возникает при переходах электронов тяжёлых атомов или ионов на нижние уровни энергии. Напр., переход электрона в атоме кислорода на внутр. K -уровень даёт фотон с $\varepsilon = 0,5$ кэВ, аналогичный переход в атоме железа — фотон с $\varepsilon = 6,4$ кэВ. Именно такие процессы в ионах приводят к генерации богатого линейчатого спектра *солнечной короны* и межзвёздного газа в оболочках *остатков вспышек сверхновых*.

Линейчатый рентг. спектр может также возникать в случае свободных электронов, уровни энергии к-рых квантованы в сильном магн. поле, когда электроны движутся в направлении, пер-

пендикулярном полю (уровни Ландау). Энергия может принимать при этом следующие значения:

$$\varepsilon = h\nu = h\nu_B (n + 1/2 + m_s),$$

где $\nu_B = eB/(2\pi m_e c)$ — циклотронная частота; B — индукция магн. поля; $n = 0, 1, 2, \dots$; m_s — проекция спина электрона на направление магн. поля ($m_s = \pm 1/2$). Первой гармонике соответствуют переходы на уровень с $m_s = 1/2$, $n = 1$, второй — $m_s = 1/2$, $n = 2$ и т. д. Если горячая плазма в магн. поле достаточно эффективно нагревается (в тесных двойных системах, напр., за счёт выделяющейся при аккреции гравитационной энергии), то такая плазма может быть стационарным источником циклотронного излучения. Электронная циклотронная линия (гиролиния) обнаружена, по-видимому, в коротковолновой части ($\varepsilon = 58$ кэВ) рентг. спектра источника Her X-1. Столь высокой энергии фотонов с учётом их «покраснения» в гравитац. поле нейтронной звезды с массой $1M_\odot$ и радиусом 10 км (см. Красное смещение) соответствует величина магн. поля на поверхности звезды $B \approx 6 \cdot 10^{12}$ Гс. Гиролиния проявляется особенно сильно, если выполняется условие $kT_e \gg h\nu_B$, где T_e — темп-ра электронной составляющей плазмы.

3. Методы регистрации космического рентгеновского излучения

Детекторами РИ служат приборы двух типов: для фотонов с $\varepsilon \lesssim 20$ —30 кэВ — детекторы, работающие с использованием фотоэффекта в газе или с поверхности твёрдого тела; для фотонов с ε от 30 кэВ до 10 МэВ — сцинтилляционные детекторы. Приборы первого типа явл. пропорциональными газонаполненными счётчиками, амплитуда импульса на выходе к-рых пропорциональна (в нек-ром диапазоне длин волн) энергии падающего фотона. Эффективность такого детектора (отношение числа зарегистриров. фотонов к общему их числу) определяется сечением поглощения (фотоионизации) газонаполнителя и коэфф. пропускания окна счётчика. Пропорциональные счётчики наполняют обычно инертным газом (Ar, Xe) при давлении ок. 1 атм, а в качестве электроотрицат. газа, роль к-рого состоит в прекращении разряда, ис-

пользуют метан или углекислый газ (в количестве $< 10\%$). В режиме пропорциональности усиление в счётчике $\sim 10^3$ — 10^4 .

Для окон пропорциональных счётчиков используются тонкие фольги лёгких металлов (Be, Al) толщиной 10—100 мкм, органич. плёнки толщиной

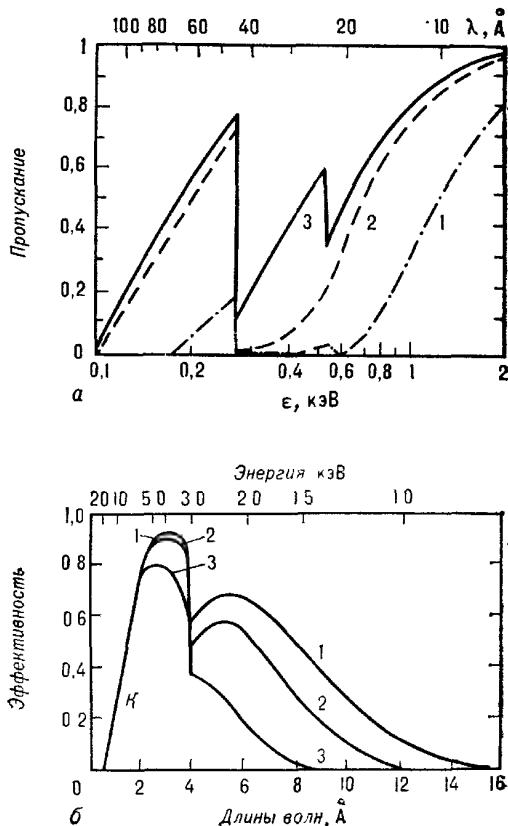


Рис. 2. а — пропускание окон рентгеновских счётчиков: 1 — майлар (лавсан), 2 — полипропилен, 3 — формвар. Толщина материала около 10 мкм; б — эффективность пропорционального рентгеновского счётчика с окнами из майлара (лавсана) 1 и бериллия (6 мкм) 2 и 3, наполненного аргоном (2 — для бериллиевой плёнки с $9,1$ мг/см 2 , 3 — с 25 мг/см 2 , К — край поглощения в серебре).

1—10 мкм или даже тоньше. Разрешение ($\lambda/\Delta\lambda = \varepsilon/\Delta\varepsilon$) пропорционального счётчика в диапазоне значений ε от 0,1 до 20 кэВ обратно пропорционально корню квадратному из энергии фотона ε , что составляет ок. 5 при $\varepsilon \approx 5,5$ кэВ, т. е. для $\lambda \approx 2,3$ Å разрешаются линии (по критерию Рэлея), расстояние между к-рыми составляет $0,45$ Å. С увеличением длины волны до 10 Å эта вели-

чина возрастает до $4 \text{ \AA}$. На рис. 2 приведена типичная кривая эффективности пропорционального счётчика с окном из Ве и наполненного Аг.

В сцинтилляционных детекторах используют кристаллы NaI или CsI, активированные добавками Tl, или сцинтиллирующие органич. пластмассы. При поглощении рентг. фотона в сцинтилляторах возникает вспышка УФ- и видимого излучения, амплитуда к-рой в известном диапазоне энергий пропорциональна энергии поглощённого фотона. Импульсы видимого излучения регистрируются затем фотоумножителем. В мягкой рентг. области ($\lambda > 10 \text{ \AA}$) успешно используются каналные фотоумножители (КУУ) и микроканальные пластины (МКП). Для регистрации координат фотонов РИ в плоскости регистрирующего детектора используют

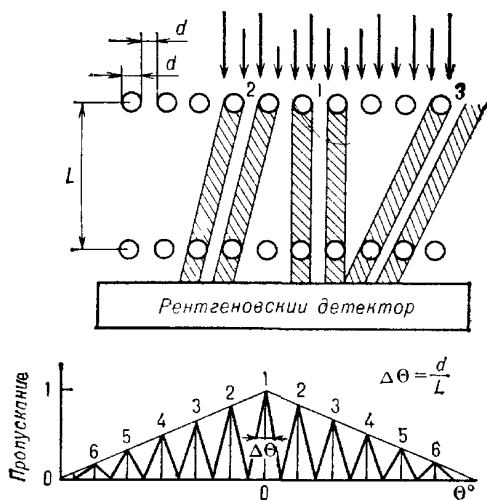


Рис. 3. Принцип действия модуляционного (качающегося) коллиматора, состоящего из двух параллельных рядов тонких нитей. Нижняя кривая — пропускание коллиматора в зависимости от угла наклона к потоку параллельных лучей от точечного источника. Номера максимумов соответствуют лучам, падающим на коллиматор под соответствующим углом.

ся многонитяные двухкоординатные пропорциональные газонаполненные счётчики, диодные матрицы или матрицы ПЗС (приборы с зарядовой связью) с предварит. преобразованием РИ в пучок электронов, а затем в видимый свет.

Газонаполненные пропорциональные счётчики имеют площадь до 300 см^2 в одном корпусе с одним или неск.

анодами (нитеями). Объединяя неск. таких секций, можно довести общую площадь детектора до 10^4 см^2 . Площадь сцинтилляционных детекторов определяется технологией выращивания монокристаллов CsI или NaI и обычно составляет $100\text{—}300 \text{ см}^2$. Сцинтилляторы из пластич. материалов могут быть отлиты практически любых размеров (свыше 1 м^2). Для формирования поля зрения детекторов большой площади используются механич. коллиматоры обычно шестиугольного (сотового) сечения с размерами ячеек $0,1\text{—}1 \text{ см}$, что даёт возможность ограничить поле зрения до 1° в диаметре или несколько меньше. Широкое распространение получили коллиматоры, состоящие из нескольких (до 10) сеток, расстояния между к-рыми последовательно уменьшаются вдвое.

Угловая апертура такого коллиматора может быть доведена до $10'$ по одной координате. Коллиматор, состоящий из двух сеток, получил название модуляционного. Его диаграмма направленности состоит из ряда полос, угловой размер к-рых по одной координате может быть доведён до $10''$. При сканировании неба детектором точечный рентгеновский источник «рисует» кривую, состоящую из треугольных «пику» уменьшающейся высоты (рис. 3).

Для мягкой рентг. области применяют также отражательные фокусирующие телескопы, строящие рентг. изображение. Фокусировка РИ возможна вследствие роста коэфф. отражения для металлов с увеличением длины волны падающего РИ и приближением угла падения к 90° . Высокий коэфф. отражения (свыше 50%) для Au или Pt достигается при углах падения, превышающих 87° . Хорошее качество изображения даёт двухзеркальная система, состоящая из параболоида и гиперболоида вращения (рис. 4). Разрешение таких систем при диаметре телескопа до 60 см составляет $1\text{—}2''$.

Телескопы позволяют эффективно исследовать Солнце, а в 1978 г. на спутнике ХЕАО-Б (Эйнштейновская обсерватория) в США был запущен на орбиту рентгеновский телескоп косоугольного типа, при помощи которого было получено (с разрешением до $2''$) несколько тысяч изображений рентгеновских источников.

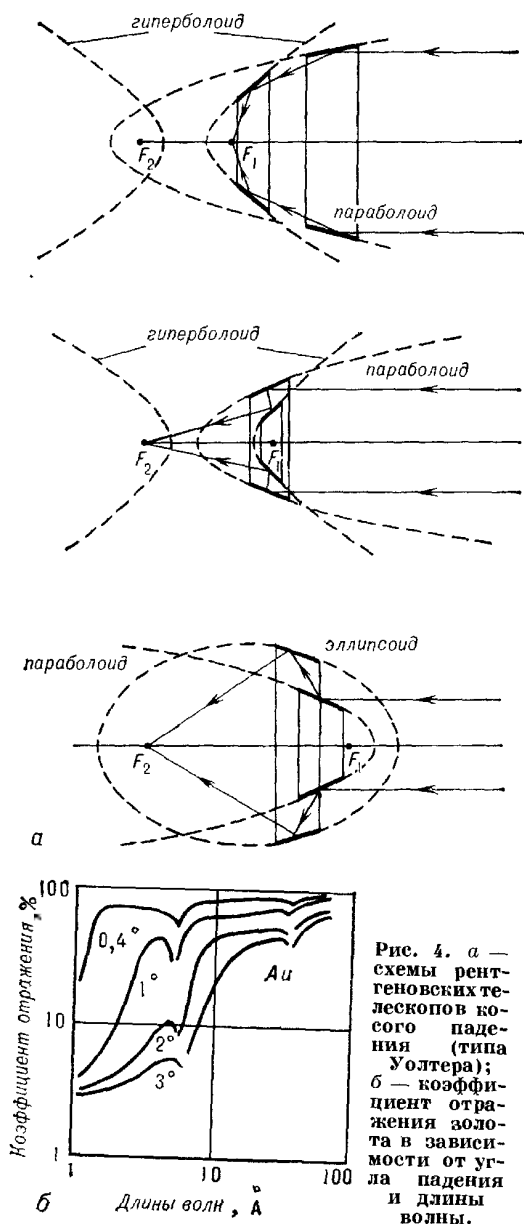


Рис. 4. а — схемы рентгеновских телескопов косого падения (типа Уолтера); б — коэффициент отражения золота в зависимости от угла падения и длины волны.

4. Результаты астрономических исследований в рентгеновской области спектра

С 1970 г. в разных странах было запущено неск. специализированных ИСЗ с рентг. телескопами. Наиболее успешными были эксперименты на спутниках SAS-1 («Ухуру», США, 1970), SAS-3 (США, 1973), АНС (Нидерланды, 1974), УК-5 (Великобритания, 1974), ХЕАО-А (США, 1977). ХЕАО-Б (США,

1978), «Хакутэ» (Япония, 1980), «Астрон» (СССР, 1983). Яркость источников РИ в традиц. диапазоне энергий 2–10 кэВ принято выражать в единицах, применённых в 4-м каталоге «Ухуру»: 1 ед. Ухуру равна 10^{-3} фотон/(см²·с), или $1,7 \cdot 10^{-11}$ эрг/(см²·с). Наиболее ярким стационарным источником РИ явл. источник в созвездии Скорпиона (Sco X-1) с потоком 20 000 ед. Ухуру. Телескоп спутника ХЕАО-Б регистрировал источники с потоком вплоть до 10^{-3} ед. при времени наблюдений ок. 1 сут в области мягкого рентг. излучения.

Открытые источники РИ резко делятся на две группы: с сильной концентрацией к галактич. плоскости и с равномерным распределением по небесной сфере (рис. 5). Первая группа явл. галактич. популяцией, вторая — метagalactic. Из 75 ярких галактич. источников с потоком свыше 10 ед. и ср. светимостью $\approx 2 \cdot 10^{37}$ эрг/с ок. 60 источников расположено в направлении на центр Галактики (ср. галактич. широта $3,5^\circ$). Слабые галактич. источники с потоком меньше 10 ед. имеют ср. галактич. широту $24,5^\circ$ и ср. поток 4 ед., т. е. они в 50 раз слабее ярких источников. Их число составляет 230, а ср. светимость $\approx 6 \cdot 10^{33}$ эрг/с. Со спутника ХЕАО-Б были обнаружены галактич. источники со светимостью ещё в 1000 раз меньшей, а также зарегистрировано РИ норм. звёзд (звёздные короны, аналогичные солнечной короне). Лишь небольшая часть этих источников имеет оптич. отождествление. Сюда входят двойные рентг. источники (их немногим более 20), состоящие из компактного релятивистского объекта (нейтронной звезды или чёрной дыры) и нормальной звезды (обычно звезд-гиганта). Лучшее всего изучены источники Her X-1, Cen X-1, Cen X-3, а также двойные источники в Магеллановых Облаках. В табл. 1 приведены данные о пяти источниках этого типа.

Рентг. светимость таких источников обеспечивается за счёт перетекания вещества норм. звезды через внутр. точку Лагранжа (см. *Полость Роша*) на релятивистский компактный объект. Вещество образует аккреционный диск, являющийся источником теплового РИ с $T \approx 10^6$ – 10^7 К. Иногда у таких источников в оптич. диапазоне наблюдается ряд тонких эффектов: затмение компактного объекта и аккреционного

диска звездой-гигантом, разогрев части поверхности норм. звезды при облучении её мощным потоком РИ, отличие формы гиганта от сферической из-за

правлением луча зрения. Из-за орбитального движения со скоростью ок. 200 км/с возникает легко наблюдаемая доплеровская модуляция частоты пуль-

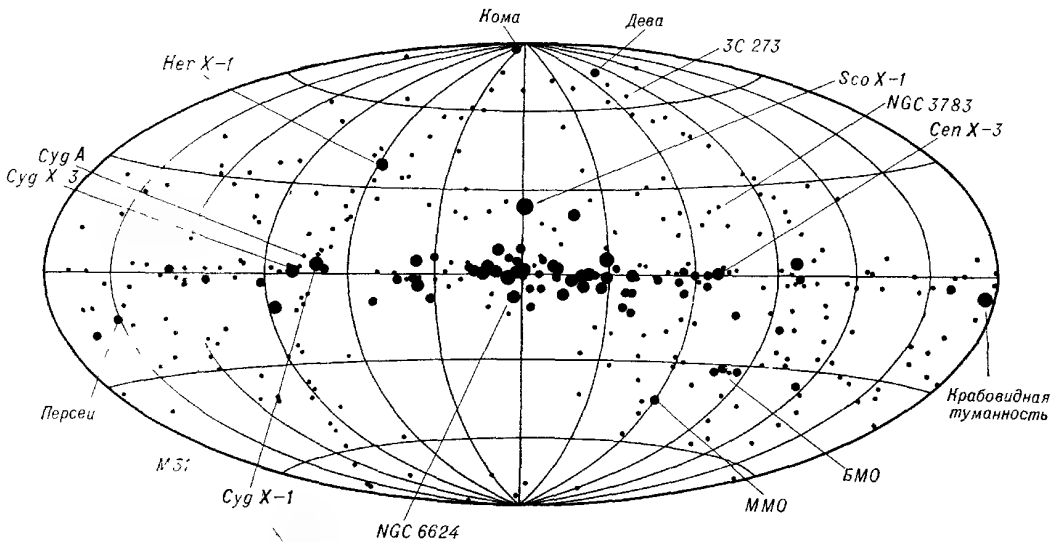


Рис. 5. Карта рентгеновских источников 4-го каталога «Ухуру». Диаметры кружков соответствуют яркости источников. Отмечены наиболее интересные галактические и внегалактические источники.

гравитац. взаимодействия с близким релятивистским объектом сравнимой массы. Детально изучен механизм отражения, рассеяния и переработки РИ атмосферой звезды-гиганта. Рентгенов-

саций рентг. излучения быстровращающегося компактного объекта. Источник CygX-1 с орбитальным периодом 5,6 сут отождествлен с голубым гигантом HD 226 868 массой ок. $20M_{\odot}$.

Табл. 1.— Основные характеристики наиболее изученных двойных рентгеновских источников

Источник и его обозначение по 4-му каталогу «Ухуру» (4 U)	Поток, ед. Ухуру	Тип нормальной звезды	Период пульсации (вращения) рентгеновского источника, с	Орбитальный период, сут	Расстояние, кпк	Светимость, эрг/с
Cen X-3	200	О, гигант	4,8	2,067	8	10^{37}
Her X-1 (4U 1656+35) . .	100	А, гигант	1,23779132	1,70016	5	10^{37}
Vela X-1 (4U 0900 — 40) . .	250	В, сверхгигант	283 (?)	0,966	1	$2 \cdot 10^{36}$
SMC X-1 (Малое Магелланово Облако) (4U 0115 — 78) . .	36	В, то же	0,714	3,892	65	$6 \cdot 10^{38}$
4U 1538 — 52	20	В, » »	529	3,73	7	$4 \cdot 10^{36}$

ские и оптические наблюдения позволяют определить элементы орбиты тесной пары и ф-цию масс $f(M) = M_0^3 \sin^3 i / (M_X - M_0)^2$, где M_0 и M_X — массы оптического (норм. звезды) и рентгеновских компонентов, i — угол между нормалью к плоскости орбиты и на-

Масса рентгеновского компонента составляет 6—15 $M_{\odot}$, что делает весьма вероятным его отождествление с чёрной дырой.

Среди галактич. источников РИ, имеющих оптическое отождествление, весьма многочисленным классом являются остатки вспышек сверхновых

звёзд (табл. 2), число которых достигает 15.

Среди остатков сверхновых наиболее изучены *Крабовидная туманность* и Cas A. РИ остатков состоит из излучения звёздного остатка (это излучение наблюдается не всегда), синхротронного излучения в магн. поле релятивистских электронов, генерируемых центральным источником, и теплового излучения межзвёздного газа, нагретого

хотронного в старых остатках сложное. Для остатка в Касспее найдена верхняя граница темп-ры центральной звезды ($T \lesssim 8 \cdot 10^5$ К).

Не до конца ясен вопрос о физ. природе источников типа Sco X-1 — наиболее ярких стационарных источников РИ на небе. Источник Sco X-1 был отождествлён с голубой звездой (13^m) с нечётко выраженной переменностью (периоды равны 0,78 и 3,9 сут). Спектр ис-

Табл. 2. — Некоторые рентгеновские источники, отождествлённые с остатками вспышек сверхновых звёзд

Остаток сверхновой (SN)	Расстояние, кпк	Обозначение рентг. источника по 4-му каталогу «Ухуру»	Поток, ед. Ухуру
SN Тихо (1572 г.)	3	4U 0022+63	10
Крабовидная туманность (SN 1054 г.)	1,7	4U 0531+22	1000
PSR 0531+21 (пульсар в Крабовидной туманности)	1,7	4U 0531+22	10
IC 443	1,9(?)	4U 0617+23	3,5
Pup A	1,2	4U 0821-42	8
Vela X (туманность)	0,46	4U 0833-45	10
Vela X (пульсар в Парусах)	0,46	4U 0833-45	—
MSH 15 - 52 A	?	4U 1510-59	6
GX 13 + 1	9,8	4U 1811-17	400
Петля в Лебедь (Cyg Loop)	0,8	4U 2046+31	1,7
Cas A	4,0	4U 2321+58	53

и уплотнённого ударной волной взрыва сверхновой. Роль каждого из трёх механизмов существенно определяется возрастом остатка.

У Крабовидной туманности доминирует синхротронное излучение, простирающееся в оптич. диапазон и радиодиапазон, а также излучение пульсара, вращающегося с периодом 0,033 с. Профиль импульса пульсара в рентг. диапазоне в первом приближении соответствует оптич. кривой блеска. С ростом энергии фотонов ($h\nu$) относительная доля излучения пульсара возрастает от 1% при $h\nu \approx 1$ кэВ до 15% при $h\nu \approx 100$ кэВ и до 30% при $h\nu \approx 300$ кэВ. Излучение этого объекта прослеживается и в гамма-области вплоть до $\epsilon = 2,5 \cdot 10^{11}$ эВ. Компонент синхротронной природы РИ линейно поляризован со степенью поляризации $15 \pm 5\%$. Старые остатки типа Петли в Лебедь светятся в основном благодаря тепловому излучению межзвёздного газа, нагретого до $T \sim 10^6$ К. Время остывания такого газа очень велико из-за малости потерь на излучение. Разделить тепловое излучение от син-

точника тепловой с $kT = 6$ кэВ, однако имеется высокоэнергетическая часть с $kT > 40$ кэВ. В низкоэнергетической области спектра излучение переменное.

Из 600 источников РИ ок. 100 являются внегалактическими со средним потоком 5 ед. Из них 60 источников отождествлены со скоплениями галактик (в основном из списка Эйбелла). Спектр этих источников соответствует оптически тонкой плазме с $T \sim 10^7 - 10^8$ К. За это излучение ответствен горячий газ в скоплениях галактик с плотностью $10^{-3} - 10^{-4}$ см⁻³. Масса газа составляет 10—30% от массы галактик, входящих в скопление, чего явно недостаточно для его гравитац. стабилизации. Т. о., газ не снимает проблему *скрытой массы* в галактиках (массы, заключённой в видимых звёздах, для стабилизации недостаточно).

Среди внегалактич. источников наблюдаются норм. галактики, причём в Магеллановых Облаках и в туманностях M 31 и M 33 со спутника ХЕАО-Б изучены отдельные источники. В M 31 обнаружено св. 70 источников, подобных источникам в нашей Галактике,

с сильной концентрацией к центру (рис. 6). Этот же спутник зарегистрировал РИ ядер активных галактик, а также квазаров. В среднем на каждый квадратный градус небесной сферы приходится неск. квазаров, так что рентг. телескопу этого ИСЗ было доступно для наблюдений на всём небе ок. 10^5 квазаров, что в 100 раз превосходит число оптически исследованных квазаров. К сожалению, пока в рентг. диапазоне детекторами с такой чувствительностью обследовано всего 1—2% площади небесной сферы.

Среди галактич. источников РИ следует отметить быстропеременные и вспыхивающие источники: *барстеры* и транзитные источники (за 10 лет наблюдений их открыто ок. 50). Иногда вспыхивающие источники в течение 1—

компонента до конца не понята. Очевидно, значит. часть фона может быть объяснена интегральным вкладом неразрешённых слабых внегалактич. источников, включая далёкие, находящиеся на космологич. расстояниях. До конца не ясен вопрос о роли горячего разреженного межгалактич. газа, излучение к-рого может также давать вклад в фоновое РИ. В. Г. Курт.

РЕНТГЕНОВСКИЕ ПУЛЬСАРЫ — источники переменного периодического рентг. излучения, представляющие со-

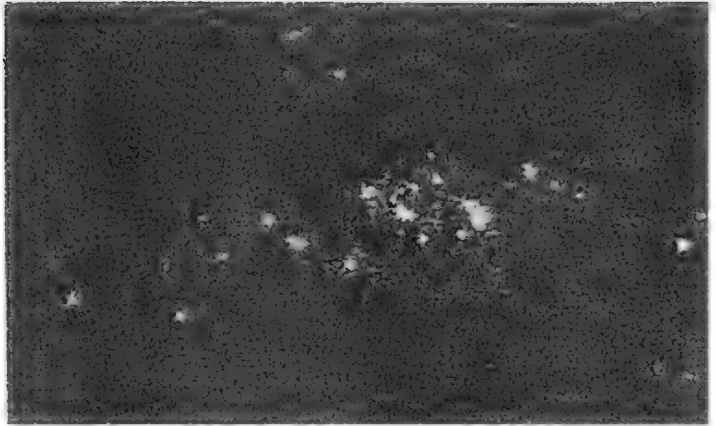


Рис. 6. Рентгеновское изображение центральной части Туманности Андромеды (M31), полученное при помощи телескопа косого падения спутника XEAO-B.

10 сут по яркости превосходят самый яркий источник Sco X-1. Их ср. галактич. широта составляла 7° , ср. поток 3000 ед. Ухуру, а светимость достигает в максимуме 10^{38} эрг/с. Нек-рые барстеры были отождествлены с центральными областями шаровых скоплений нашей Галактики (напр., с NGC 6624) и явл. нейтронными звёздами в паре с маломассивным красным карликом. Их РИ связано с ядерными реакциями (гелиевой вспышкой) на поверхности нейтронной звезды.

Помимо дискретных источников РИ внегалактич. и галактич. природы объектом исследований Р. а. явл. рентг. фон, достаточно изотропный в жёсткой области спектра ($\epsilon > 10$ кэВ) и показывающий явную анизотропию галактич. природы в мягкой области ($\epsilon < 1$ кэВ). Наблюдаемые в мягкой области спектра объекты могут быть отождествлены с крупномасштабными элементами галактич. структуры, напр. с Северным полярным шпуром — известной деталью радиокарты неба. Последний, возможно, явл. старым остатком сверхновой в ближайших окрестностях Солнца. Природа изотропного

бой вращающиеся нейтронные звёзды с сильным магн. полем, излучающие за счёт аккреции (падения вещества на их поверхность). Магн. поля на поверхности Р. п. $\sim 10^{11} - 10^{14}$ Гс. Светимости большинства Р. п. от 10^{35} до 10^{39} эрг/с. Периоды следования импульсов P от 0,7 с до неск. тысяч с. Р. п. входят в тесные двойные звёздные системы, вторым компонентом к-рых явл. нормальная (невыврожденная) звезда, поставляющая вещество, необходимое для аккреции и норм. функционирования Р. п. Если второй компонент находится на стадии эволюции, когда скорость потери массы (этим компонентом) мала (см. *Эволюция тесных двойных звёзд*), нейтронная звезда не проявляет себя как Р. п. Рентг. пульсары встречаются как в массивных молодых двойных звёздных системах, относящихся к населению I Галактики и лежащих в её плоскости, так и в маломассивных двойных системах, относящихся к населению II и принадлежащих к сферич. составляющей Галактики. Р. п. открыты также в *Магеллановых Облаках*. Всего открыто ок. 20 Р. п.

На начальном этапе исследований открываемым рентг. объектам присваивались наименования по созвездиям, в к-рых они находятся. Напр., Геркулес X-1 означает первый по рентг. яркости объект в созвездии Геркулеса, Кентавр X-3 — третий по яркости в созвездии Кентавра. Р. п. в Малом Магеллановом Облаке обозначается как SMC X-1, в Большом Магеллановом Облаке — LMC X-4. Обнаружение со спутников большого числа рентг. источников потребовало др. системы обозначений. Напр., 4U 1900—40 соответствует обозначению Р. п. Паруса X-1 в четвертом каталоге «Ухуру». Первые четыре цифры обозначают прямое восхождение (19 ч 00 мин), а вторые две вместе со знаком дают склонение объекта. Аналогичный смысл имеют цифры в обозначении источников, открытых спутником «Ариэль» (Великобритания), напр. A 0535 + 26. Обозначения типа GX 1+4 относятся к источникам в центральной области Галактики. Цифры соответствуют галактич. координатам (см. *Координаты астрономические*) l и b (в данном случае $l = 1^\circ$, $b = +4^\circ$). Употребляются и др. обозначения. Так, открытый с борта советских АМС «Венера-11, -12» в эксперименте «Конус» вспыхивающий Р. п. с периодом 8 с (см. *Гамма-всплески*) получил наименование FXP 0520—66.

Переменность излучения Р. п. Короткопериодич. переменность рентг. излучения Р. п. иллюстрирует рис. 1,

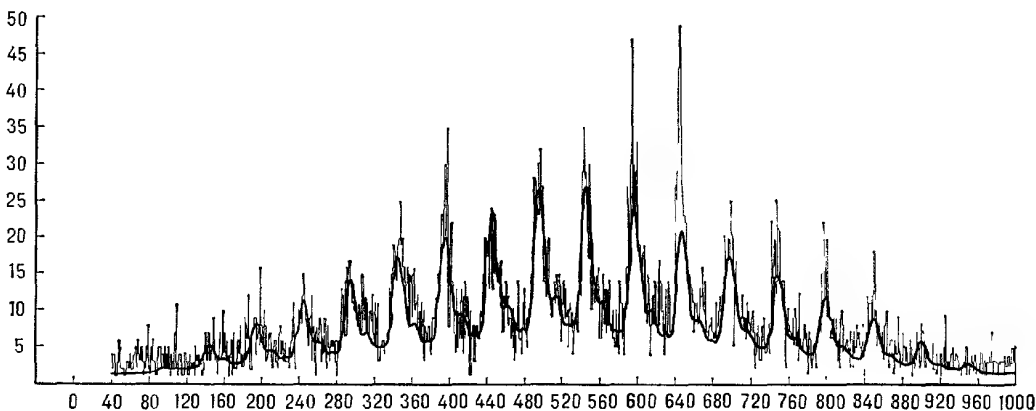


Рис. 1. Запись излучения рентгеновского пульсара Кентавр X-3, полученная со спутника «Ухуру» 7 мая 1971 г. По вертикальной оси — число отсчетов за временной интервал 1 бин = 0,096 с, по горизонтальной — время в бинах. Регистрируемый поток максимален, когда источник находится в центре поля зрения счетчика, ограниченного коллиматором. Из-за вращения спутника регистрируемый средний поток сначала нарастает, а затем спадает. На эту простую зависимость от времени наложены периодические пульсации, связанные с собственной переменностью источника.

на к-ром приведена запись излучения одного из первых открытых Р. п. — Кентавр X-3 (май 1971 г., спутник «Ухуру», США). ПерIOD следования импульсов $P = 4,8$ с.

На рис. 2 показана долгопериодич. переменность Р. п. Кентавр X-3. Раз в двое суток Р. п. периодически «ис-

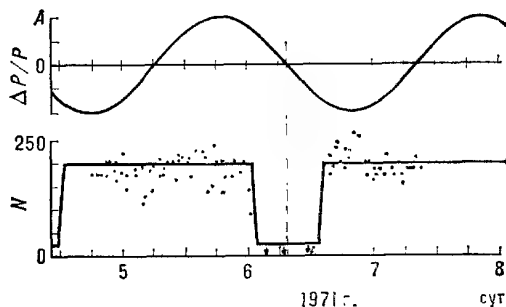


Рис. 2. Долгопериодическая переменность рентгеновского излучения источника Кентавр X-3 (нижний график, N — число отсчетов, s^{-1}). Видны характерные рентгеновские затмения. На верхнем графике приведены изменения периода P , доказывающие движение пульсара вокруг центра масс двойной системы ($A \approx 1,387 \cdot 10^{-3}$).

чезает» (затмевается) на 11 ч (нижний график). Тщательные исследования показали также, что P зависит от фазы двухдневного периода $T = 2,087$ сут по гармонич. закону (верхний график): $\Delta P/P = A \cos[2\pi(t - t_0)/T]$, где $\Delta P = P - P_0$ — изменение P , P_0 — невозмущенное значение P , A — амплитуда относит. изменения P , t_0 соответствует

одному из моментов, когда отклонение периода максимально. Эти два факта интерпретируются однозначно: Р. п. входит в двойную систему с орбитальным периодом, равным T . «Исчезновения» объясняются затмениями Р. п. вторым компонентом двойной системы. По продолжительности затмения можно сделать вывод о том, что второй (затмевающий) компонент заполняет свою критич. полость Роша. Периодич. изменения P обусловлены *Доплера эффектом* при орбитальном движении Р. п. вокруг центра масс двойной системы. Амплитуда изменения периода $A = (v/c) \sin i$, где i — угол наклоения орбиты двойной системы (в этой системе близок к 90°), v — скорость орбитального движения Р. п.; $v \sin i = 416$ км/с, эксцентриситет орбиты мал. Рентг. затмения обнаружены далеко не во всех двойных системах с Р. п. (для наблюдения затмений необходимо, чтобы луч зрения был близок к плоскости орбиты двойной системы), а периодич. изменения P — в большинстве двойных систем с Р. п.

После открытия Р. п. в его окрестности обычно быстро находят переменную оптич. звезду (второй компонент двойной системы), блеск к-рой меняется с периодом, равным орбитальному или в два раза меньшим (см. ниже). Кроме того, спектр. линии оптич. компонента испытывают доплеровский сдвиг, периодически изменяющийся с орбитальным периодом двойной системы. Оптич. переменность двойных систем с Р. п. обусловлена двумя эффектами. Первый эффект (эффект отражения) наблюдается в системах, в к-рых светимость оптич. звезды меньше светимости Р. п. Сторона звезды, обращенная к Р. п., прогревается его рентг. излучением и в оптич. лучах оказывается ярче, чем противоположная сторона. Вращение двойной системы приводит к тому, что наблюдается то более яркая, то менее яркая сторона звезды. Такой эффект наиболее отчетливо проявляется в системе, включающей Р. п. Геркулес X-1 и звезду HZ Геркулеса. На ед. поверхности этой звезды, обращенной к рентг. источнику, падает в тридцать раз больше энергии в виде рентг. излучения, чем поступает из недр звезды. В результате амплитуда оптич. переменности превышает 2^m в фильтре B . Часть рентг. излучения отражается атмосферой звез-

ды, но осн. доля поглощается ею и перерабатывается в оптич. излучение. Это излучение слабо пульсирует с периодом P . Часть энергии уходит на эффективное нагревание вещества на поверхности, сопровождающееся формированием т. н. индуциров. звёздного ветра.

Второй эффект, называемый эффектом эллипсоидальности, связан с тем, что форма звезды, заполняющей критич. полость Роша, заметно отличается от сферической. В результате два раза за орбитальный период к наблюдателю обращена большая часть поверхности и два раза — меньшая. Такая переменность с периодом, вдвое меньшим орбитального периода двойной системы, наблюдается в двойных системах, где светимость оптич. компонента намного превышает рентг. светимость Р. п. В частности, именно благодаря такой переменности был открыт нормальный компонент источника Кентавр X-3.

Аккреция на нейтронную звезду с сильным магнитным полем. В тесных двойных звёздных системах возможны два осн. типа аккреции: дисковая и сферически-симметричная. Если перетекание вещества идёт преимущественно через внутр. точку Лагранжа, то перетекающее вещество обладает значительным уд. моментом количества движения и вокруг нейтронной звезды образуется *аккреционный диск*. Если норм. звезда теряет вещество посредством звёздного ветра, то возможно формирование ударной волны и близкая к сферически-симметричной аккреция за ней.

Свободное падение (при сферически-симметричной аккреции) возможно лишь на больших расстояниях от звезды. Вблизи радиуса $R_M \sim 100-1000$ км (радиус магнитосферы) давление магн. поля нейтронной звезды $H^2/8\pi \sim R^{-6}$ сравнивается с давлением аккрецирующего потока вещества $\rho v^2 \sim R^{-5/2}$ и останавливает его. В зоне $R < R_M$ формируется замкнутая магнитосфера нейтронной звезды (рис. 3, а). Вблизи R_M возникает ударная волна, в к-рой плазма охлаждается излучением Р. п. за счёт *комptonизации*. Благодаря *Рэлея — Тейлора неустойчивости* становится возможным проникновение капель плазмы внутрь магнитосферы, где происходит их дальнейшее дробление и вмораживание в магн. поле. Магн. поле канализирует поток аккрецирующей плазмы и направляет её в область магн.

полюсов (рис. 3.б). Зона, на к-рую выпадает вещество, по-видимому, не превышает по площади 1 км². На поверхности нейтронной звезды гравитац. энергия связи на ед. массы $\eta \sim 0,15 \text{ с}^2$,

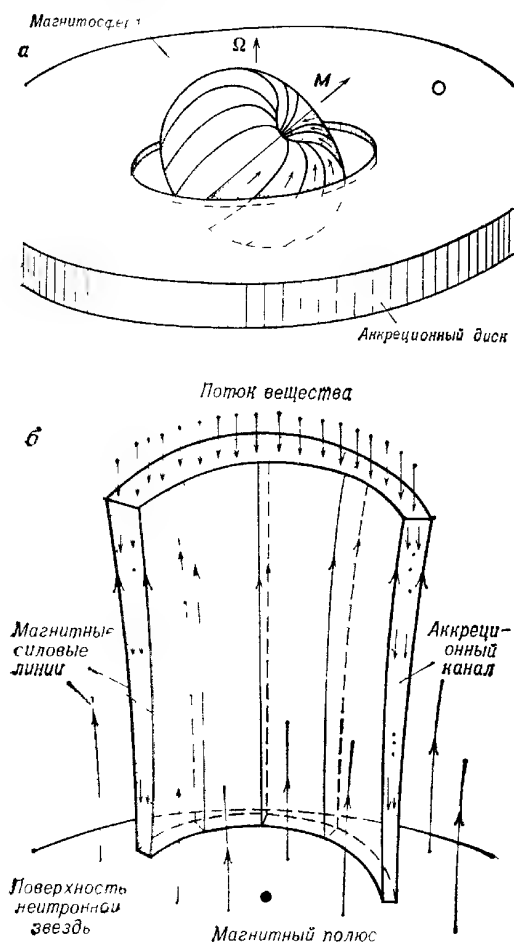


Рис. 3. Упрощенная картина аккреции на замagnetизированную нейтронную звезду в двойной системе. Газ поступает к звезде как в геометрически тонком диске, так и сферически-симметричным образом. Реальная магнитосфера имеет более сложную форму, чем это изображено на рис. 3 (Ω, М — угловая скорость вращения и магнитный момент нейтронной звезды). Условия вмораживания плазмы в магнитосферу благоприятны не на всей её поверхности. Вмороженная плазма течет вдоль магнитных силовых линий к магнитным полюсам (стрелки). Вблизи полюсов аккреционный канал представляет собой незамкнутый венец (б).

поток выпадающего на звезду вещества, необходимых для поддержания светимости $L_x \sim 10^{35} - 10^{39} \text{ эрг/с}$ Р. п. равен $\dot{m} \sim L_x / \eta \sim 10^{15} - 10^{19} \text{ г/с} =$

$= 10^{-11} - 10^{-7} M_\odot$ в год. На 1 см² поверхности выпадает более тонны вещества в секунду. Скорость свободного падения составляет 0,4 с, при этом кинетич. энергия падающего протона вблизи поверхности нейтронной звезды достигает 140 МэВ.

В Р. п. со светимостью $L_x < 10^{36} \text{ эрг/с}$ падающие протоны и электроны тормозятся в атмосфере (образованной веществом, выпавшим на нейтронную звезду за ничтожные доли секунды до этого) за счет ядерных и кулоновских столкновений. Выделяющаяся энергия излучается слоем, поверхностная плотность к-рого ок. $10 - 20 \text{ г/см}^2$, а толщина нескольких см. Существует предположение, что может возникнуть тонкая (несколько см) бесстолкновительная ударная волна, в к-рой будет выделяться вся кинетич. энергия аккрецирующего потока.

В Р. п. со светимостью, близкой к $5 \cdot 10^{36} \text{ эрг/с}$, колоссальное энерговыделение в зоне магн. полюсов приводит к тому, что сила *давления излучения* на падающие электроны способна остановить поток аккрецирующего вещества. Вблизи поверхности нейтронной звезды (на высоте меньше 1 м) может сформироваться радиационно-доминированная ударная волна. В такой ударной волне давление излучения намного превышает давление плазмы. Падающие на звезду электроны тормозятся силой давления излучения, обусловленной томсоновским рассеянием излучения, идущего снизу. Одновременно останавливаются связанные с электронами электростатич. силами протоны, несущие основную кинетич. энергию. Эта энергия расходуется на увеличение энергии фотонов, вследствие их многократных рассеяний на высокоскоростных электронах (комptonизации). Часть «жестких» фотонов уходит к наблюдателю, а часть попадает в плотные слои атмосферы (нейтронной звезды), нагревая ее. В этих слоях вследствие *тормозного излучения* рождаются многочисленные «мягкие» фотоны, к-рые (испытывая томсоновское рассеяние на падающих электронах) и тормозят падающее вещество.

Если светимость Р. п. превышает 10^{37} эрг/с , то над поверхностью нейтронной звезды в районе магн. полюсов формируется аккреционная колонка. Радиационно-доминированная ударная волна возникает на большой высоте над поверхностью нейтронной звезды (сот-

ни метров и даже километры). В ней происходит торможение потока. Под ударной волной осуществляется режим оседания. Излучение уходит через боковую поверхность колонки, вещество

светимость, т. к. с боков колонка удерживается магн. полем, а не силами гравитации. Более того, если магн. поле нейтронной звезды превышает 10^{13} Гс, то в основании колонки темп ра

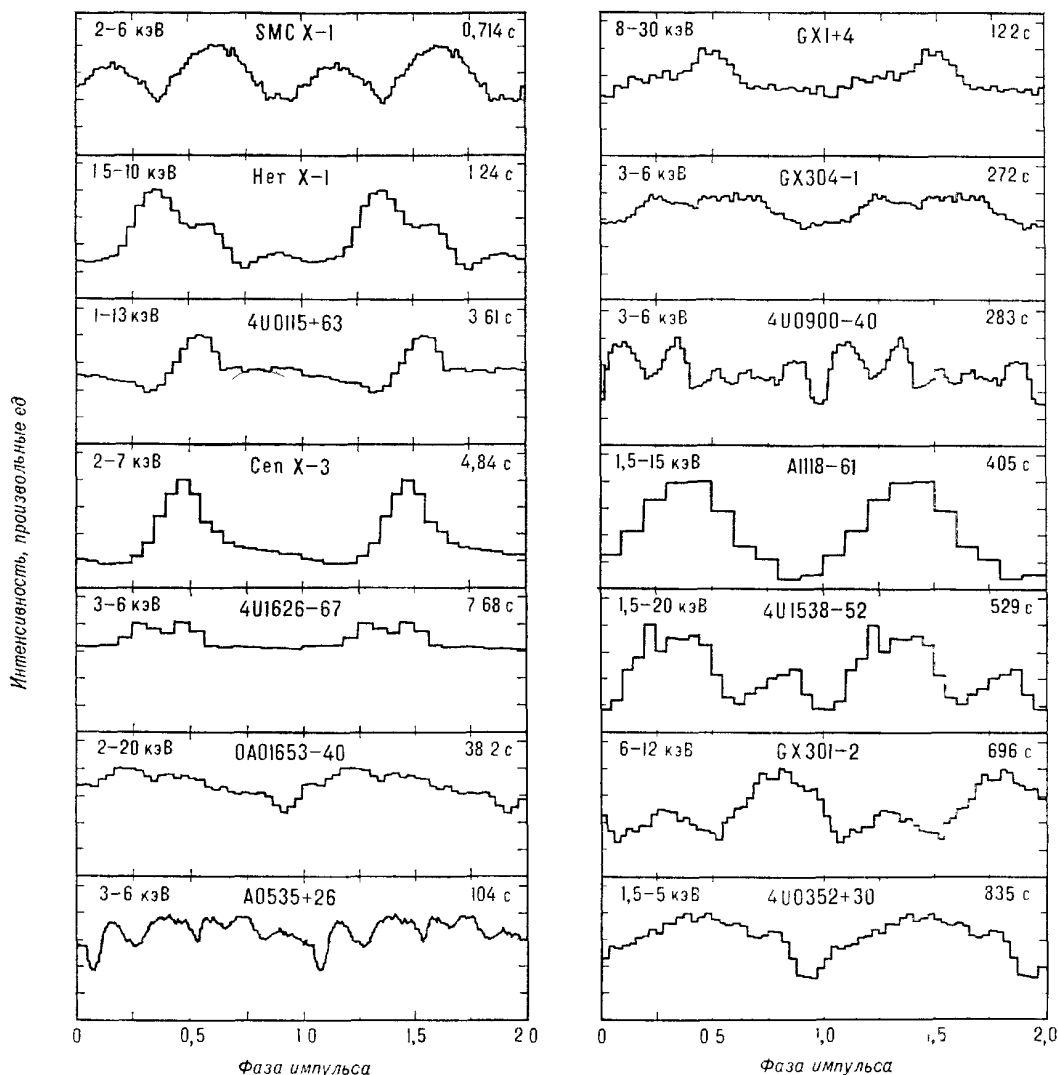


Рис. 4. Профили импульсов ряда рентгеновских пульсаров. Приведены интервалы энергии, для которых получены данные, и периоды P .

же в ней медленно оседает, выделяя гравитационную энергию, превращающуюся в тепло и излучение. Силам гравитации противодействует градиент давления излучения, запертого в радиационно-доминированной колонке. Аккреционная колонка может обеспечить светимость, намного превышающую критическую

плазмы и излучения достигает 10^{40} Вт. При таких темпах происходят процессы рождения и аннигиляции электрон-позитронных пар. Нейтрино, образующиеся в реакции $e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu}$, уносят основную долю светимости. Рентгеновая светимость (превышающая критическую) составляет малую долю нейтрин-

ной светимости $L_v = \eta \dot{M}$. Отметим в связи с этим существование Р. п. SMC X-1 и LMC X-4, имеющих рентг. светимости $\sim 10^{39}$ эрг/с, т. е. намного превышающие критическую. Эти объекты имеют, по-видимому, и значительную нейтринную светимость. Излучаемые нейтрино прогревают недра нейтронной звезды и, поглощаясь в недрах

типа и образованием чёрной дыры. Это может произойти лишь при дисковой аккреции, когда давление излучения не препятствует аккреции на больших расстояниях от тяготеющего центра.

Формирование профилей импульсов и спектры излучения Р. п. Выделение энергии в ограниченной зоне вблизи полюсов нейтронной звезды в совокуп-

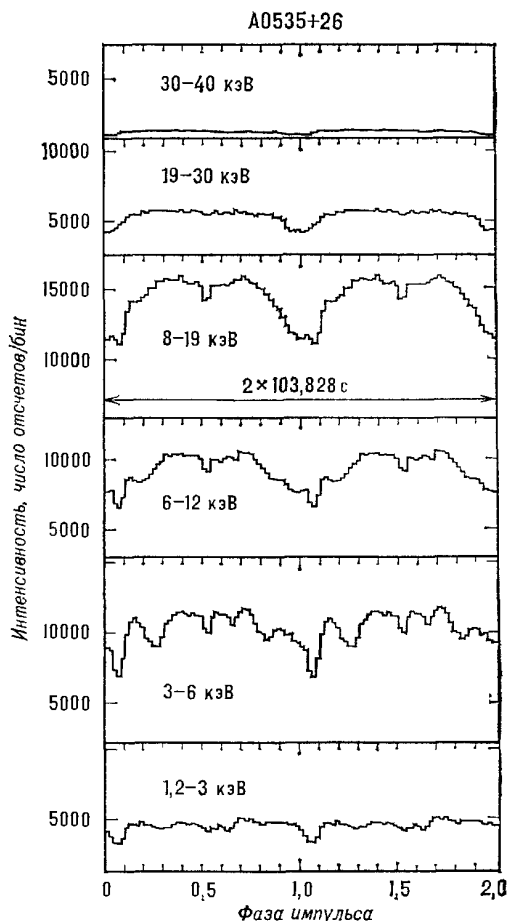
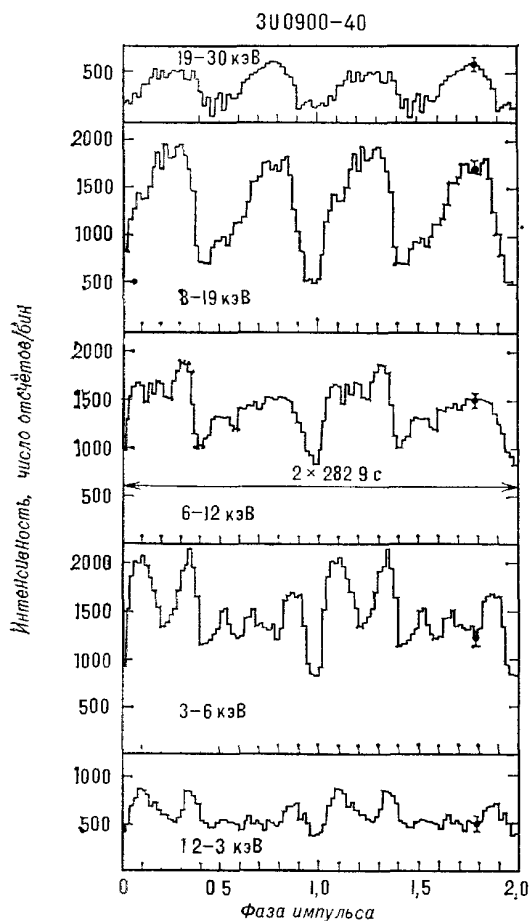


Рис. 5. Зависимость профиля импульсов от энергии для двух рентгеновских пульсаров.

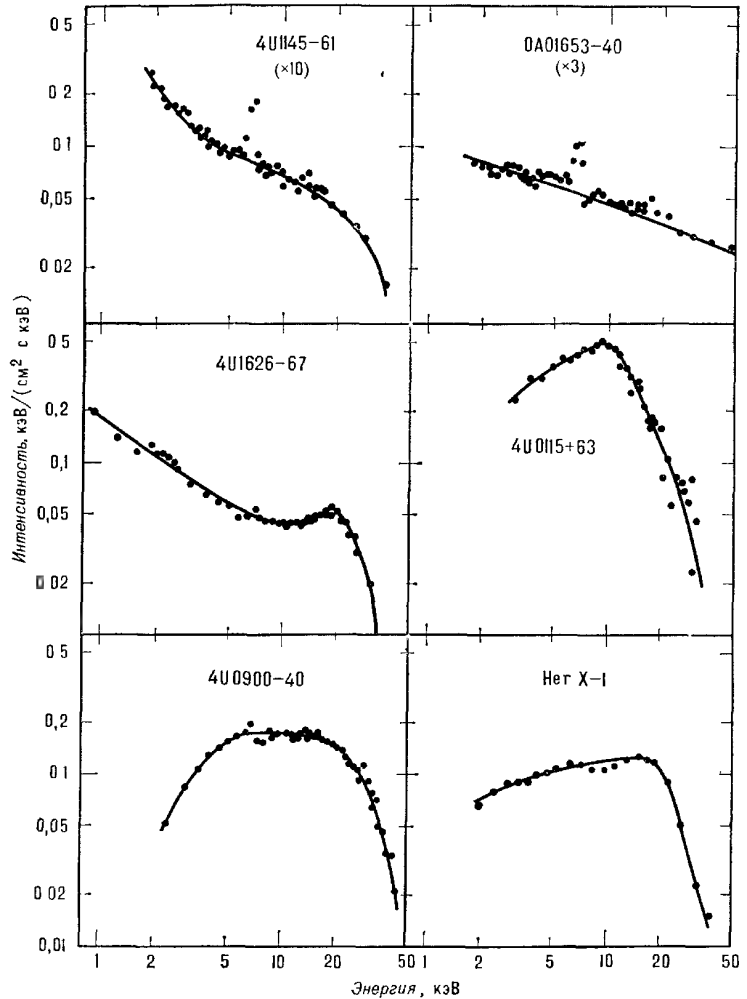
норм. компонента двойной системы, дают малый вклад в его оптич. светимость. Поток аккрецирующего вещества в таких объектах может достигать $10^{-6} - 10^{-5} \dot{M}_{\odot}$ в год. В этом случае возможна ситуация, когда за $10^6 - 10^5$ лет работы Р. п. на нейтронную звезду выпадет ок. $1 \dot{M}_{\odot}$ вещества, будет превышен предел устойчивости для нейтронных звезд, произойдет гравитационный коллапс, сопровождаемый взрывом сверхновой редко встречающегося

типа с её вращением приводит к феномену пульсара: наблюдатель видит излучающую зону под разными углами и принимает переменный во времени поток рентг. излучения. Период P равен периоду вращения нейтронной звезды. Наличие сильного магн. поля может приводить к направленности излучения. В зависимости от соотношения между энергией фотонов, напряжённостью магн. поля и темп-рой плазмы могут формироваться как ка-

рандашная, так и ножевая диаграммы направленности. Важнейшим параметром явл. гирочастота (циклотронная частота) электрона $\nu_H = eH/2\pi m_e c$. Степень направленности явл. функцией отношения ν/ν_H и kT_e/ν_H . Диаграмма направленности определяет форму профиля импульсов Р. п. Профили импульсов ряда Р. п. приведены на рис. 4. Вид профилей у многих Р. п. изменяется с увеличением энергии фотонов (рис. 5).

Спектр излучения нейтронной звезды должен быть многокомпонентным. Излучают ударная волна, аккреционная колонка, поверхность нейтронной звезды вблизи основания колонки, плазма, текущая по магнитосфере к полюсам нейтронной звезды. Эта плазма поглощает жесткое излучение колонки и переизлучает его в мягком рентг. диапазоне как в континууме, так и в рентг. линиях (характеристических и резонансных) ионов тяжелых элементов. Спектры (рис. 6) решающим образом зависят от светимости Р. п. и напряженности магн. поля, поэтому они сильно отличаются друг от друга.

Рис. 6. Спектры ряда рентгеновских пульсаров. Заметна рентгеновская линия железа с $h\nu \approx 6,5-7$ кэВ.



Если потоки плазмы на магнитосфере Р. п. высокой светимости не покрывают всю её поверхность, то образуются «окна», в к-рые свободно выходит жесткое излучение, в то время как другие направления для него закрыты плазмой. Вращение нейтронной звезды должно приводить к пульсациям излучения. Это ещё один механизм формирования профиля рентгеновских импульсов.

Важнейшим этапом в изучении Р. п. явилось открытие группой И. Трюмпера из Института внеатмосферной астрономии общества им. М. Планка (ФРГ) гиrolинии в спектре Р. п. Геркулес X-1 (рис. 8). Наличие гиrolиний (спектр. линий, обусловленных цикло-

тронным излучением либо поглощением электронов) было предсказано Ю. Н. Гнединым и Р. А. Сюняевым. Открытие гиrolинии дало метод прямого экспериментального определения магн. поля нейтронных звёзд. Гиrolиния в спектре Р. п. Геркулес X-1 соответствует $h\nu_H = 56$ кэВ. Следовательно, в соответствии с соотношением $h\nu_H = 1,1 (H/10^{11} \text{ Гс})$ кэВ, напряжённость магн. поля на поверхности этой нейтронной звезды $\approx 5 \cdot 10^{12}$ Гс.

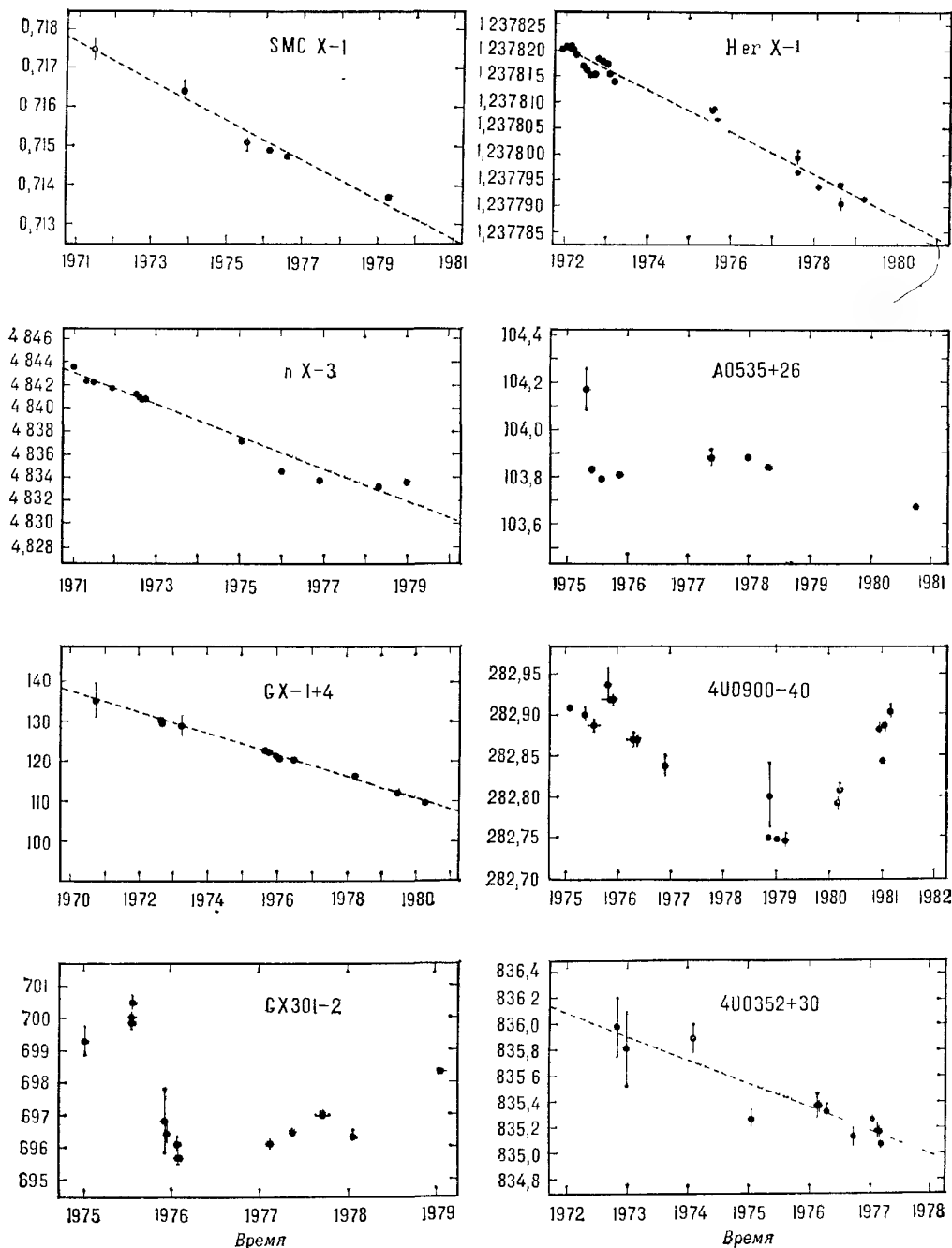


Рис. 7. Зависимость периода P (в с) от времени для ряда рентгеновских пульсаров.

Ускорение и замедление вращения нейтронных звёзд. В отличие от радиопульсаров (некоторые из них, в частности пульсары в Крабе и Парусах, излучают

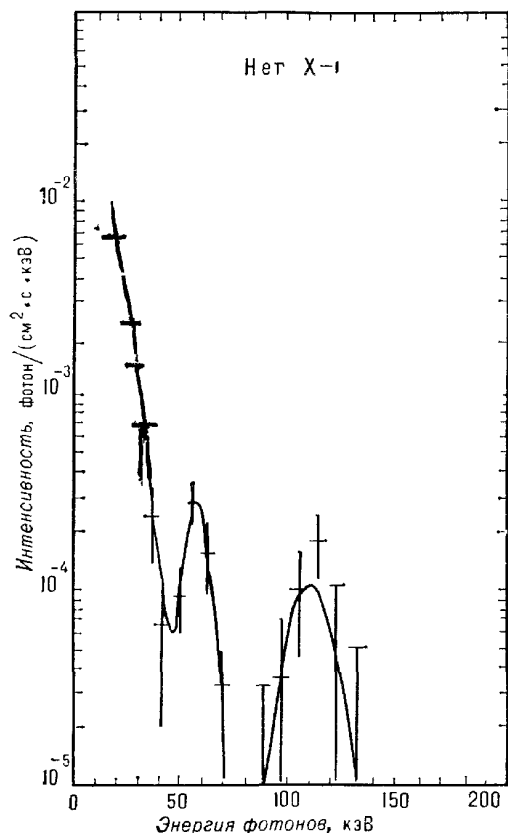


Рис. 8. Участок спектра рентгеновского пульсара Геркулес X-1. Отчётливо видна гидролиния с $h\nu_H = 56$ кэВ. Менее уверенно определяется вторая гармоника с $h\nu = 2h\nu_H$.

и в рентг. диапазоне, см. Пульсары), излучающих за счёт энергии вращения замагниченной нейтронной звезды и увеличивающих свой период со временем, Р. п., излучающие за счёт аккреции, ускоряют своё вращение. Действительно, при дисковой аккреции вещества, выпадающее на магнитосферу, имеет заметный уд. момент количества движения. Вмораживаясь в магн. поле, аккрецирующая плазма движется к поверхности звезды и передаёт ей свой момент количества движения. В результате вращение звезды ускоряется и период следования импульсов уменьшается. Этот эффект наблюдается у всех Р. п. (рис. 7). Однако иногда

наблюдается и замедление вращения. Это возможно в случае, если изменяется темп аккреции либо направление момента количества движения аккрецирующего вещества. Среди механизмов, приводящих к увеличению периода, обсуждается т. н. пропеллерный механизм. Предполагается, что асимметричная магнитосфера нейтронной звезды вращается в атмосфере, созданной аккрецирующим с дозвуковой скоростью газом, при этом генерируются звуковые или ударные волны, возбуждаются конвективные течения, отводящие момент количества движения от магнитосферы к звёздному ветру, обтекающему нейтронную звезду.

Р. А. Сюняев.

РИДБЕРГА ПОСТОЯННАЯ (R) — коэффициент в формулах, определяющих последовательность расположения спектр. линий в спектральных сериях, напр. в Бальмера серии атома водорода:

$$\frac{1}{\lambda_n} = R_H \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

где λ_n — длина волны, соответствующая спектр. линии с $n = 3, 4, 5, \dots$; $R_H = (109677,5937 \pm 0,0035) \text{ см}^{-1}$ — Р.п. для водорода (определённая с учётом движения ядра в атоме водорода). Согласно квантовомеханич. расчёту (в предположении, что ядро атома неподвижно — обладает бесконечной массой), $R_\infty = 2\pi^2 m e^4 / h^3 c = (109737,3177 \pm 0,0083) \text{ см}^{-1}$. Длина волны $\lambda = 1/R_H$ соответствует фотону с энергией, равной энергии ионизации атома водорода из осн. состояния.

РЭЛЕЕВСКОЕ РАССЕЯНИЕ — частный случай когерентного рассеяния излучения на атомах, молекулах или частицах межзвёздного вещества, когда частота рассеиваемого излучения существенно меньше осн. собственных частот рассеивающей системы.

Классич. ф-ла для полного эффективного сечения рассеяния излучения (см. Взаимодействие излучения с веществом) на гармонич. осцилляторе с массой m и зарядом e (простейшая модель системы рассеивающих зарядов) имеет вид:

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{v^4}{(v^2 - v_0^2)^2 + (\gamma_0 v)^2 (2\pi)^{-2}}, \quad (1)$$

где v_0 — собственная частота осциллятора, $\gamma_0 = 8(\pi e v_0)^2 / 3mc^3$ — классич. постоянная затухания. При $v \ll v_0$ и

$\gamma_0 \ll \nu_0$ (т. е. для достаточно низких частот) из (1) следует выражение для сечения R . р.

$$\sigma_R = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^4, \quad (2)$$

аналогичное соотношению, впервые полученному англ. физиком Дж. Рэлеем (1871 г.). Заметим, что при $\nu \gg \nu_0$, γ_0 из (1) следует выражение для сечения *томсоновского рассеяния* (томсоновское сечение):

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2.$$

Реальную систему связанных зарядов (атом, молекула или частица вещества) нельзя описывать упрощённой моделью гармонич. осциллятора, и поэтому ф-лы (1) и (2) для неё непосредственно неприменимы. Вместо (1) используется выражение, в к-ром суммируется вклад всех элементарных осцилляторов. Однако осн. особенность R . р. — пропорциональность сечения величине ν^4 (или λ^{-4}) всегда сохраняется.

Для диэлектрич. макрочастиц (пылинок) суммарное действие огромного числа элементарных осцилляторов описывается тензорной величиной $\hat{\alpha}$, к-рая зависит от поляризуемости вещества пылинки, а также от её формы и определяет компоненты наведённого в электр. поле волны $\mathbf{E}$ дипольного момента $\mathbf{d} = \hat{\alpha}\mathbf{E}$. По порядку величины:

$$\lambda a^2 \sigma_R \sim \lambda a^2 \frac{8\pi}{3} \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^4 |\alpha|^2, \quad (3)$$

где a — характерный размер пылинки, α — характерное значение компонентов $\hat{\alpha}$. Для изотропной сферы:

$$\alpha = \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} a^3, \quad (4)$$

здесь a — радиус сферы, n — показатель преломления. Из (3) и (4) имеем:

$$\sigma_R = \frac{128\pi\alpha^6}{3\lambda^4} \left| \frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right|^2, \text{ если } a < 0,05\lambda. \quad (5)$$

Выражение (5) легко обобщается на случай эллипсоидальных частиц. Очевидно, что рэлеевский предел для макрочастиц соответствует условию $2\pi a/\lambda \ll 1$.

Дифференциальное сечение R . р. зависит от угла рассеяния θ между направлениями падающей и рассеянной волн:

$$d\sigma_R(\theta) = \frac{3}{8} \sigma_R (1 + \cos^2\theta) \sin\theta d\theta. \quad (6)$$

Рассеянное на сферич. частицах излучение линейно поляризовано вдоль направления, перпендикулярного плоскости, проходящей через направления распространения падающей и рассеянной волн. Степень поляризации p для неполяризованного падающего излучения равна:

$$p = \frac{\sin^2\theta}{1 + \cos^2\theta}. \quad (7)$$

При R . р. на несферич. частицах степень поляризации зависит также от их ориентации.

R . р. на межзвёздных пылинках частично обуславливает явление межзвёздного покраснения излучения звёзд (см. также *Межзвёздное поглощение*). Поток распространяющегося в данном направлении излучения ослабляется вследствие R . р. вбок. Ослабление увеличивается с уменьшением длины волны, поэтому прошедшее сквозь межзвёздную среду излучение оказывается покрасневшим относительно исходного.

И. Г. Митрофанов.

РЭЛЕЯ — ДЖИНСА ЗАКОН ИЗЛУЧЕНИЯ — приближённый закон распределения энергии в спектре эл.-магн. излучения *абсолютно чёрного тела* в зависимости от частоты ν (при данной темп-ре T тела). Выведен англ. физиками Дж. Рэлеем (1900 г.) и независимо (1905 г.) Дж. Джинсом. Энергия, излучаемая ед. поверхности абсолютно чёрного тела в ед. времени в единичном интервале частот,

$$E(\nu, T) = \frac{2\pi k T}{c^2} \cdot \nu^2 \frac{\text{эрг}}{\text{с} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{Гц}},$$

для единичного интервала длин волн

$$E(\lambda, T) = \frac{2\pi k T}{\lambda^4} \frac{\text{эрг}}{\text{с} \cdot \text{см}^2}.$$

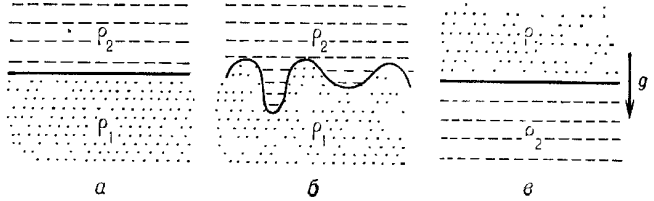
R . — D . з. и. справедлив лишь для достаточно малых частот или, что то же самое, для длинных волн. Его можно получить из *Планка закона излучения* для случая, когда энергия $h\nu$ фотона мала ($h\nu \ll kT$). R . — D . з. и. имеет большое практич. значение, т. к. он применим к тепловому космич. радиоизлучению, а также к длинноволновой части оптич. излучения многих звёзд. **РЭЛЕЯ — ТЕЙЛОРА НЕУСТОЙЧИВОСТЬ** — рост малых отклонений давления, плотности и скорости от равновесных значений в газообразной или жидкой среде с неоднородным распределением плотности, находящейся в гравитационном поле или двигающейся с уско-

рением. Первое исследование характера равновесия вещества с неоднородным распределением плотности в гравитац. поле было выполнено в 1900 г. англ. физиком Дж. Рэлеем, а неустойчивость равновесия подобной среды, возникающая при её ускорении, была изучена в 1950 г. англ. физиком Дж. Тейлором.

Р.—Т.н. играет важную роль в ряде астрофизич. явлений. Так, данная неустойчивость возникает, по-видимому,

ходящейся в однородном поле тяжести над областью пространства с продольным относительно границы плазмы магн. полем (рис. 2, а). Этот тип неустойчивости получил название «неустойчивости Крускала — Шварцшильда». Неустойчивость указанного равновесия легко заметить, используя аналогию с рассмотренным выше случаем, грубо полагая, что плазма играет роль тяжёлого газа (плотностью ρ), а магн.

Рис. 1. Схематическое изображение двух газовых сред с различными плотностями ($\rho_2 > \rho_1$), находящихся в однородном поле тяжести: а — начальное состояние (неустойчивое равновесие), б — стадия развития неустойчивости Рэлея — Тейлора, в — конечное состояние (устойчивое равновесие).



на адиабатической стадии расширения остатков вспышек сверхновых. Действием Р.—Т. н. можно объяснить существование включений нейтрального газа, наблюдаемых во многих зонах *III*. Вероятно, Р.—Т. н. наряду с гравитационной неустойчивостью способствует образованию крупных газопылевых комплексов в нашей и др. галактиках, к-рые можно рассматривать как конденсации вещества в гравитац. поле звёзд галактики. Перечисленные примеры не исчерпывают всех астрофизич. проявлений Р.—Т. н.

Самым простым видом Р.—Т. н. явл. неустойчивость равновесия двух слоёв газа (или жидкости), когда они находятся в однородном поле тяжести и более плотный слой лежит на менее плотном. Если в начальный момент времени поверхность раздела между такими слоями имеет плоскую форму (рис. 1, а), то любое случайное изменение формы поверхности раздела будет нарастать с течением времени (рис. 1, б), поскольку более плотный газ, проникнув в менее плотный, начнёт «тонуть» — опускаться в направлении действия силы тяжести, вытесняя вверх менее плотный газ. Взаимное проникновение лёгкого и тяжёлого газов сопровождается уменьшением потенц. энергии системы, к-рая достигает минимума лишь при полной замене местами слоёв лёгкого и тяжёлого газа (рис. 1, в), что соответствует устойчивому равновесию.

Пример более сложной Р.—Т. н.— неустойчивость равновесия плазмы, на-

поле — лёгкого газа (точнее, невесомого газа). Действительно, всякое незначит. искривление пограничных силовых линий магн. поля будет сопровождаться стеканием плазмы под действием собств. веса вдоль силовых линий в местах их прогибания, поскольку поперёк силовых линий плазма двигаться не может (см. *Магнитогидродинамика*). В местах оттока плазмы силовые линии будут продолжать подниматься, а в местах её накопления силовые линии будут продолжать опускаться (рис. 2, б).

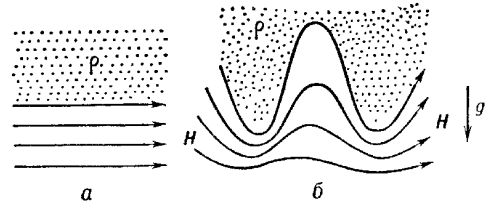


Рис. 2. Схематическое изображение плазмы с резкой границей в продольном магнитном поле H и в однородном поле силы тяжести: а — начальное состояние (неустойчивое равновесие), б — стадия развития неустойчивости Рэлея — Тейлора.

В результате плазма соберётся в образованных силовыми линиями «долинах» — возникнут отдельные сгущения плазмы.

Заметную роль Р.—Т. н. должна играть при расширении остатков вспышек сверхновых звёзд. На адиабатич. стадии расширения остатка сброшенная при вспышке оболочка сгребает окружающее вещество межзвёздной сре-

ды. Вблизи контакта выброшенного вещества со сгребаемым газом образуется слой, в к-ром плотность вещества уменьшается наружу. Эволюция остатка вспышки сверхновой сопровождается постоянным уменьшением скорости расширения. Это равносильно действию в системе координат, связанной с веществом оболочки, эффективного ускорения, направленного наружу. Следовательно, в указанном слое имеет место Р.—Т. н., поскольку в нём создаются условия, при к-рых более плотный газ находится над менее плотным. Наличие Р.—Т. н. способствует развитию в слое турбулентных движений, к-рые, в свою очередь, усиливают магн. поле. Электроны могут быть ускорены в этом поле до такой степени, что их синхротронным излучением можно объяснить наблюдаемую в радиодиапазоне светимость остатков вспышек сверхновых.

Аналогичная картина наблюдается при ускорении нейтрального газа ионизац. ударной волной. Развитие возмущений ионизац. фронта приводит к образованию отдельных фрагментов нейтрального газа (тяжёлый газ), отрыву их от ионизац. фронта и последующему погружению в более разреженную среду ионизованного газа (лёгкий газ). Этот механизм может объяснить существование включений нейтрального водорода, наблюдаемых во многих зонах III.

Образование крупных газово-пылевых комплексов в нашей и др. галактиках также можно рассматривать как результат действия Р.—Т. н. в среде галактич. дисков. Галактич. диск содержит газ, пыль и звёзды, к-рые дают осн. вклад в гравитац. поле, и пронизан параллельным плоскости диска магн. полем. Магн. поле препятствует оседанию газа к галактич. плоскости. Равновесие газа в галактич. диске подобно равновесию плазмы, поддерживаемой продольным магн. полем, и явл. неустойчивым. Возникновение незначит. флуктуаций плотности вещества сопровождается искривлением силовых линий, вдоль к-рых происходит стекание вещества в образовавшиеся в магн. поле «долины» (рис. 2,б). В результате возникают сгущения газа и пыли, формируются крупные газово-пылевые облака.

Количеств. анализ Р.—Т. н. основывается на исследовании линеаризован-

ных ур-ний гидродинамики или магнитогиродинамики для малых отклонений (возмущений) характеристик среды от равновесных значений. Возмущения обычно представляют в виде волн различной длины λ , описываемых выражением $\exp(ikx + nt)$, где $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число возмущения, определяющее его пространств. масштаб; x — координата, ось к-рой лежит в плоскости раздела сред с различными плотностями вещества (ρ_1 и ρ_2) и вдоль к-рой распространяется возмущение; n — инкремент неустойчивости, характеризующий развитие возмущения во времени; t — время. Решением линеаризованных ур-ний гидродинамики для простейшего случая Р.—Т. н. (рис. 1) явл.

дисперсионное соотношение $n = \sqrt{g(\alpha_2 - \alpha_1)k}$, где $\alpha_1 = \rho_1/(\rho_1 + \rho_2)$ и $\alpha_2 = \rho_2/(\rho_1 + \rho_2)$. Эта дисперсионная зависимость изображена кривой 1 на рис. 3: инкремент неустойчивости увеличивается с ростом волнового числа (мелкомасштабные возмущения растут быстрее). Для получения более строгой зависимости $n(k)$ необходимо учитывать вязкость вещества и магн. поле.

Влияние вязкости вещества и магн. поля рассмотрим на примере простейшего типа Р.—Т. н. (рис. 1). Вязкость вещества уменьшает n при всех значениях k (кривая 2 на рис. 3), причём для

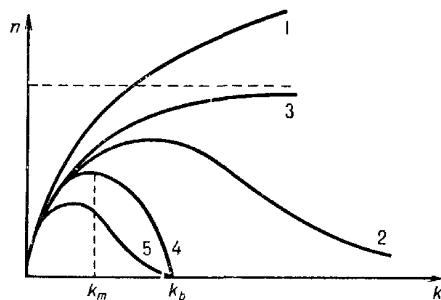


Рис. 3. Зависимость инкремента неустойчивости n от волнового числа k . Пунктирная горизонтальная линия соответствует значению $n = g (\sqrt{\alpha_2} - \sqrt{\alpha_1})/v_A$.

больших значений k поведение инкремента приближённо описывается зависимостью $n = (\eta g)^{1/2} (\alpha_2 - \alpha_1)/2k$, где η — коэфф. вязкости. Если газовая среда находится в однородном магн. поле, параллельном ускорению силы тяжести ($H \parallel g$), то при больших значениях k рост инкремента неустойчивости

ограничен величиной $g(\sqrt{\alpha_2} - \sqrt{\alpha_1})/v_A$, где $v_A = H/\sqrt{4\pi(\rho_1 + \rho_2)}$ — альвеновская скорость (см. *Альвеновские волны, Плазма*). Дисперсионная зависимость для этого случая даётся кривой 3 на рис. 3. Влияние однородного магн. поля, перпендикулярного ускорению силы тяжести ($\mathbf{H} \perp \mathbf{g}$), зависит от направления распространения возмущений. При распространении возмущений поперёк магн. поля ($\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$) последнее не играет никакой роли, и дисперсионная зависимость совпадает с таковой для простейшего случая (кривая 1 на рис. 3). Для возмущений, распространяющихся вдоль магн. поля ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$), характерно существование максимума инкремента неустойчивости, равного $\sqrt{g(\alpha_2 - \alpha_1)k_m/2}$ при значении волно-

вого числа $k_m = k_b/2$ (кривая 4 на рис. 3), где $k_b = g(\alpha_2 - \alpha_1)/2v_A^2$ — граничное значение волнового числа, которое разделяет неустойчивые возмущения с волновыми числами $0 < k < k_b$ и устойчивые возмущения при $k \geq k_b$. Учёт вязкости вещества и в этом случае приводит к характерному уменьшению инкремента неустойчивости (кривая 5 на рис. 3).

Лит.: Пикельнер С. Б., Основы космической электродинамики, 2 изд., М., 1966; Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З., Физика плазмы для физиков, М., 1979; Имшенник В. С., Гидродинамическая неустойчивость границы плазмы с магнитным полем при учете вязкости, «ДАН СССР», 1972, т. 204, № 6, с. 1335—38; Chandrasekhar S., Hydrodynamic and hydromagnetic stability, Oxf., 1961. В. П. Утробин.



САХА ФОРМУЛА — определяет степень ионизации *плазмы* в условиях термодинамич. равновесия (подробнее см. в ст. *Ионизационное равновесие*). Если N_e — концентрация электронов, а N_z — концентрация ионов X_z элемента X , то С. ф. имеет вид:

$$\frac{N_e N_{z+1}}{N_z} = \frac{2u_{z+1}}{u_z} \left(\frac{m_e k T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} e^{-\chi_z/kT}, \quad (1)$$

где z — спектроскопич. символ иона ($z-1$) — заряд иона [т. е. $X_z \equiv X^{(z-1)+}$], χ_z — энергия ионизации для иона X_z (из осн. состояния), а u_z и u_{z+1} — статистич. суммы:

$$u_z = \sum_n g_n(z) e^{-\mathcal{E}_n/kT}, \quad (2)$$

где $g_n(z)$ — т. н. статистич. вес уровня n иона X_z , $\mathcal{E}_n$ — энергия иона на уровне n (относительно осн. состояния). В сумму (2) фактически вносят вклад лишь уровни с $\mathcal{E}_n \lesssim kT$. При $z=1$ ф-ла (1) даёт соотношение между концентрациями нейтральных атомов $X_1 = X$ I и первых ионов $X_2 = X$ II (однократно ионизованных атомов или молекул). Комбинируя ф-лу (1) с ф-лой Больцмана (см. *Больцмана распределение*), можно получить соотношение между числом ионов, населяющих конкретные уровни энергии n и p ,

$$\frac{N_e N_{z+1}(p)}{N_z(n)} = \frac{2g_p}{g_n} \left(\frac{m_e k T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2} e^{-\Delta \mathcal{E}/kT}, \quad (3)$$

$$\Delta \mathcal{E} = \chi_z - \mathcal{E}_n + \mathcal{E}_p = \chi_z(n) + \mathcal{E}_p,$$

где $\mathcal{E}_n$, g_n и $\mathcal{E}_p$, g_p — энергии и статистич. веса уровней n и p ионов X_z и X_{z+1} ($\mathcal{E}_n$ и $\mathcal{E}_p$ отсчитываются от осн. состояния соответствующего иона), $\chi_z(n)$ — энергия ионизации X_z из состояния n . Ф-лу (3) часто наз. ф-лой Саха — Больцмана.

Для применимости ф-л (1) и (3) необходимо, чтобы ионизац. состояние плазмы обеспечивалось динамич. равновесием двух взаимно обратных процессов. Наиболее часто ими явл. ударная ионизация электронами и безызлучательная рекомбинация. Подобные ус-

ловия реализуются, в частности, в недрах звёзд и в нижних частях звёздных атмосфер. В нек-рых случаях возможно равновесие и между излучательными процессами — фотоионизацией и фоторекомбинацией, также приводящее к С. ф. Ф-лу (1) впервые получил индийский физик М. Саха в 1920—21 гг.

СВЕРХНОВЫЕ ЗВЁЗДЫ (сверхновые) — звёзды, блеск к-рых при вспышке увеличивается на десятки звёздных величин в течение неск. суток. В максимуме блеска С. з. сравнима по яркости со всей звёздной системой (галактикой), в к-рой она вспыхнула, и даже может превосходить её. Напр., светимость С. з., наблюдавшейся в 1972 г. в галактике NGC 5253, приблизительно в 13 раз превышала интегральную светимость материнской галактики (рис. 1).

Первоначально все звёзды, блеск к-рых внезапно увеличивался более чем в тысячу раз, наз. *новыми звёздами*. Но когда была установлена внегалактич. природа туманностей, названных впоследствии галактиками, стало ясно, что вспыхивающие в них звёзды превосходят по своим характеристикам обычные новые звёзды. Для них амер. астрономы Ф. Цвикки и У. Бааде в 1934 г. предложили название «сверхновые звёзды». В совр. литературе к С. з. относят вспышки звёзд с мощностью излучения $\gtrsim 10^{41}$ эрг/с.

Наблюдение вспышки С. з. — весьма редкое событие. Так, две последние вспышки в Галактике наблюдались Т. Браге в 1572 г. и И. Кеплером в 1604 г. Из всех галактич. С. з. только для этих двух есть достаточно полные данные по визуальным кривым блеска. Поэтому практически все сведения о С. з. получены из наблюдений вспышек в др. галактиках. В силу гигантских межгалактич. расстояний яркость таких С. з. даже в максимуме блеска очень мала. Из 480 исследованных вспышек внегалактич. С. з. лишь ок. 80 имели видимую звёздную величину

меньше $+14^m$, и примерно для такого же количества С. з. получены кривые блеска и спектры. Трудности наблюдений усложняют исследование С. з. и решение связанных с ними проблем.

Открываемые С. з. принято обозначать буквами SN (Supernova) с указа-

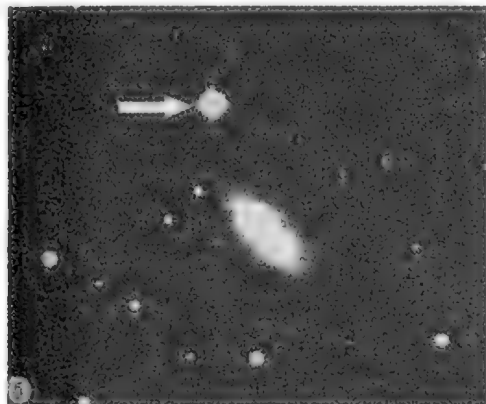
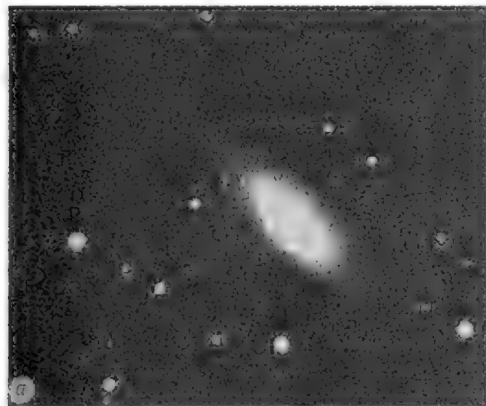


Рис. 1. Вспышка сверхновой звезды 1972 г. в галактике NGC 5253, находящейся от нас на расстоянии около 13 млн. световых лет: а — фотография до вспышки (4—5 июня 1959 г.), б — фотография 16—17 мая 1972 г. со сверхновой (показана стрелкой).

нием года и очередности открытия (в порядке букв лат. алфавита). Так, вспыхнувшая в галактике NGC 3476 С. з., открытая первой в 1970 г., получила обозначение SN 1970a.

Данные наблюдений. Сверхновые I и II типов. По св-вам внегалактич. С. з. не явл. однородной группой объектов и делятся на два осн. типа. Классификация С. з. первоначально была основана на различии оптич. спектров, а затем получила подтверждение в характере кривых блеска. Главными осо-

бенностями С. з. I типа явл. отсутствие в оптич. спектрах интенсивных линий водорода и заметное сходство у отдельных объектов как спектральных, так и фотометрич. св-в (рис. 2 и 4). Напротив, С. з. II типа имеют в спектрах линии водорода, а их кривые блеска отличаются разнообразием формы (рис. 3 и 4).

Поразительное св-во С. з. I типа — почти полное сходство кривых блеска. Приблизительно за 15 сут яркость звезды увеличивается более чем на 17^m и плавно достигает максимума. В максимуме блеска С. з. пребывает неск. суток и имеет в среднем абс. величину в цвете B (см. *Астрофотометрия*) — $19,7^m$ [при расстоянии до С. з., определенном по значению постоянной Хаббла $H = 55$ км/(с·Мпк)]. В этот период звезда излучает ок. $4,5 \cdot 10^{43}$ эрг/с, что в 12 млрд. раз превосходит светимость Солнца. После достижения максимума блеск С. з. I типа сначала быстро спадает — на $2-3^m$ за 20—30 сут, а затем уменьшается значительно медленнее, постепенно выходя на квазиэкспоненциальный закон со ср. скоростью паде-

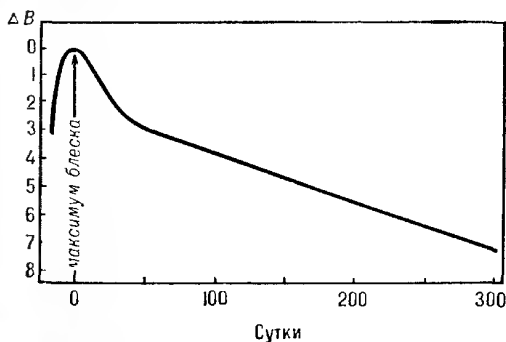


Рис. 2. Типичная кривая блеска сверхновой звезды I типа. По оси абсцисс отложено время, по оси ординат — разность $\Delta B = B - B_{\text{макс}}$ звездных величин в цвете B . Обе величины отсчитываются от максимума блеска.

ния блеска $\approx 0,016^m$ в сутки. Продолжительность наблюдений отдельных С. з. I типа может достигать примерно 350 сут. За всё время вспышки С. з. I типа излучает ок. $4 \cdot 10^{49}$ эрг.

В отличие от С. з. I типа, кривые блеска С. з. II типа очень разнообразны. Из всех кривых блеска С. з. II типа можно выделить две наиболее характерные формы: с платообразным участком и почти линейным падением кривой блеска (рис. 3). Приблизительно $2/3$ общего числа С. з. II типа принадлежат

к 1-му, а ок. $1/3$ — ко 2-му подтипу. Подъём кривой блеска С. з. II типа к максимуму происходит примерно в течение 20 сут. По сравнению с С. з. I типа максимум кривой блеска С. з. II типа имеет большую продолжительность и соответствует меньшей светимости. Средняя С. з. II типа в максиму-

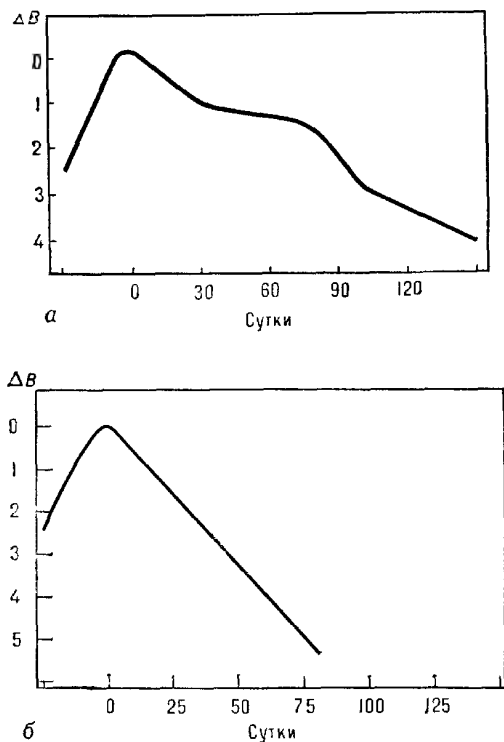


Рис. 3. Типичные кривые блеска сверхновых II типа: а — с платообразным участком, б — с почти линейным падением кривой блеска. По осям координат отложены те же величины, что и на рис. 2.

ме блеска имеет абс. величину в цвете $B - 17,75^m$ и излучает $\approx 7,5 \cdot 10^{42}$ эрг/с, что в 6 раз меньше аналогичной величины для С. з. I типа. У объектов 1-го подтипа падение блеска после максимума происходит примерно на $1,5^m$ за 30 сут, а затем сменяется почти платообразным участком, к-рый характеризуется уменьшением блеска приблизительно на $0,013^m$ в сутки и охватывает период ок. 50 сут (рис. 3,а). После прохождения платообразного участка блеск С. з. резко уменьшается. С. з. 2-го подтипа после максимума демонстрируют довольно быстрое и почти линейное падение кривой блеска (рис. 3,б).

Наблюдения отдельной С. з. II типа продолжаются, как правило, не более 150 сут. За этот период С. з. II типа излучает $\sim 10^{49}$ эрг.

Принципиальной особенностью С. з. явл. сходство профилей спектральных линий с таковыми у звезд типа Р Суг. Профили типа Р Суг образуются в обо-

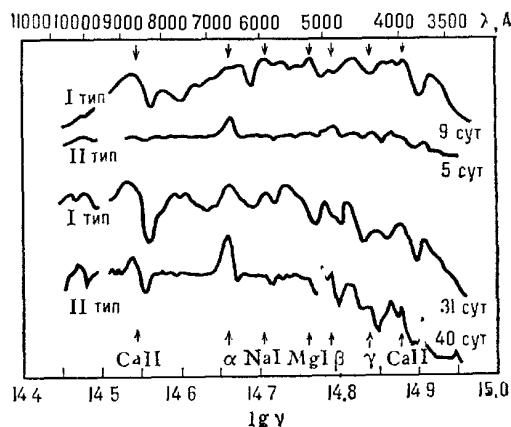


Рис. 4. Сравнение спектров сверхновых I типа (NGC 5253, SN 1972e) и II типа (NGC 5457, SN 1970g). Спектры относятся к различным моментам времени, отсчитанным от момента максимума блеска. Указаны несмещённые длины волн линий водорода ($H\alpha$, $H\beta$, $H\gamma$), атомов NaI и MgI, иона CaII. По оси ординат дана относительная интенсивность в логарифмическом масштабе.

лочке, расширяющейся с градиентом скорости (рис. 5). В такой оболочке благодаря эффекту Доплера процессы поглощения непрерывного спектра фотосферы атомами оболочки и последующего переизлучения происходят независимо в различных её слоях. В результате формируется спектр. линия, состоящая из эмиссионного и абсорбционного компонентов. Максимум эмиссии приходится на несмещённую длину волн линий атома λ_0 , поскольку он создаётся обширными областями оболочки (b), имеющими нулевые лучевые скорости относительно наблюдателя. Атомы удаляющихся от наблюдателя областей оболочки (a) в силу эффекта Доплера излучают в «красном» (более длинноволновом) крыле спектр. линии, а приближающихся областей (c) — в «фиолетовом» (коротковолновом) крыле. Приближающаяся к наблюдателю область (d) в основном поглощает излучение фотосферы и формирует абсорбционный компонент. Величина смеще-

ния минимума абсорбции в фиолетовую часть спектра определяется значением скорости расширения оболочки вблизи уровня фотосферы. Положения краёв эмиссионного и абсорбционного компонентов определяются макс. скоростью расширения оболочки. Примером спектр. линии с профилем типа P Cug может служить линия CaII с $\lambda_0 = 8579\text{\AA}$ (рис. 4).

Спектры С. з. I типа характеризуются наличием непрерывного спектра, содержащего осн. часть излучаемой энергии (рис. 4). Непрерывный спектр заведомо присутствует до максимума блеска и примерно 200 сут после него. За 10 сут до максимума *цветовая температура* С. з. I типа составляет примерно 50 тыс. К, а вблизи максимума — 15 тыс. К. После максимума блеска уменьшение цветовой темп-ры происходит ещё примерно 30 сут, а затем при

св-вом: лучевые скорости, определённые по смещениям минимумов абсорбционных компонентов линий, остаются неизменными ок. 240 сут. Примерно через 200 сут после максимума блеска роль непрерывного спектра уменьшается, и интегральный световой поток С. з. почти полностью определяется излучением в многочисленных запрещённых линиях ионизованных атомов железа (FeII, FeIII).

В противоположность С. з. I типа, у С. з. II типа на протяжении всей вспышки почти вся излучаемая энергия заключена в непрерывном спектре. Цветовая темп-ра С. з. II типа в максимуме блеска ≈ 20 тыс. К, а затем в течение 90 сут уменьшается до 4—5 тыс. К, в дальнейшем оставаясь практически постоянной. Радиус фотосферы в максимуме блеска достигает размеров $\sim 10^{15}$ см. Спектры С. з. II типа содер-

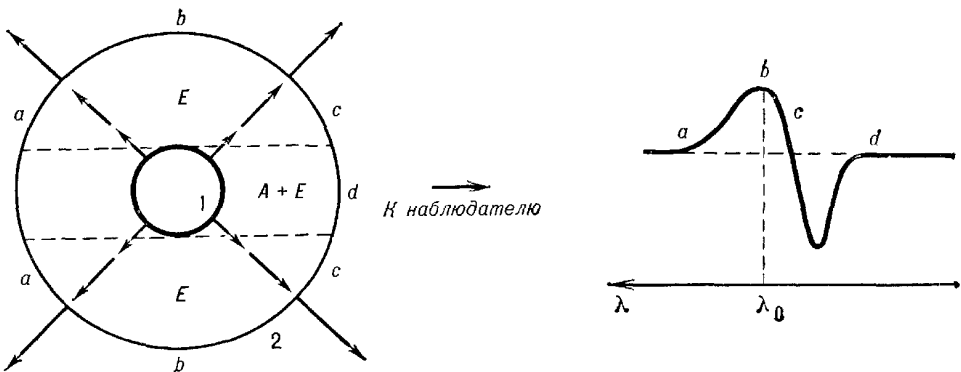


Рис. 5. Схема образования профиля спектральной линии типа P Cug: 1 — фотосфера, излучающая в непрерывном спектре; 2 — оболочка, расширяющаяся с нарастающей наружу скоростью (у оболочки имеется радиальный градиент скорости); А — область формирования абсорбционного компонента; Е — область формирования эмиссионного компонента. Индексами а, б, с, d отмечены области оболочки звезды, формирующие соответствующие участки профиля спектральной линии.

темп-ре ок. 5 тыс. К прекращается. В дальнейшем цветовая темп-ра изменяется слабо. На начальной стадии вспышки С. з. I типа радиус её фотосферы увеличивается со временем и вблизи максимума блеска достигает $\approx 1,5 \cdot 10^{15}$ см, что в 100 раз превышает размеры орбиты Земли. В спектрах С. з. I типа отождествлены линии ионизованных атомов Ca, Si, Mg и Fe (рис. 4). Из профилей этих спектр. линий следует, что в среднем скорость расширения оболочки на уровне фотосферы составляет ≈ 10 тыс. км/с, а в самых наружных слоях ≈ 20 тыс. км/с. Спектр. линии С. з. I типа обладают удивительным

жат прежде всего линии *Бальмера* серии водорода, нейтральных атомов O, Na и Mg, а также ионизованных атомов Ca и Fe (рис. 4). К особенностям С. з. II типа относится появление запрещённых линий OI примерно через 90 сут после максимума блеска и линии CaII через 190 сут. Вблизи максимума блеска наибольшая скорость расширения оболочки, определённая из профилей спектр. линий, составляет ок. 14 тыс. км/с, а лучевые скорости, найденные по абсорбционным компонентам, ≈ 7 тыс. км/с. В отличие от С. з. I типа, эти лучевые скорости за период 180 сут уменьшаются по крайней мере в 2 раза

и в последующие 80 сут почти не изменяются.

Статистич. анализ вспышек С. з. выявил ряд принципиальных особенностей. Оказалось, что С. з. I типа вспыхивают в галактиках всех видов, а С. з. II типа — только в спиральных галактиках Sb и Sc (см. *Галактики*). Частота вспышек С. з. I типа, рассчитанная на единицу массы материнской галактики, растёт в последовательности типов галактик E — SO — Sb — Sc — IrI, причём от галактик типа E к IrI она увеличивается почти в 100 раз. Частота вспышек С. з. II типа в спиральных галактиках Sc раза в два выше, чем в Sb. Для каждого конкретного типа галактик существует прямая зависимость частоты вспышек С. з. от светимости галактики. Ср. интервал времени между двумя последовательными вспышками С. з. произвольных типов в нек-рой ср. галактике ок. 180 лет.

Изучение пространств. распределения С. з. в пределах материнских галактик показало, что С. з. I типа в эллиптич. галактиках (E) вспыхивают преимущественно на периферии, а в спиральных галактиках не коррелируют со спиральными рукавами. На основе этих данных, а также того, что в эллиптич. галактиках наблюдаются только С. з. I типа, делают вывод, что звёзды, вспыхивающие как С. з. I типа, принадлежат к старым маломассивным звёздам (с массой $1-2M_{\odot}$). Наоборот, С. з. II типа наблюдаются только в звёздных системах с чётко выраженной спиральной структурой, и, более того, они вспыхивают преимущественно в спиральных рукавах. Отсюда следует, что звёзды, вспыхивающие как С. з. II типа, принадлежат к молодым массивным звёздам.

Важные сведения могли бы дать наблюдения звезды накануне вспышки. Однако как С. з. I типа, так и С. з. II типа в этот период не наблюдались, поскольку в далёких галактиках на этой стадии они не видны. Наряду со вспышками внегалактич. С. з. интенсивно изучаются в нашей и близких к нам галактиках *остатки вспышек сверхновых*, к-рые образуются при взаимодействии выброшенной во время вспышки оболочки с околзвёздным или (и) межзвёздным веществом. По св-вам остатков С. з. можно определить важную характеристику С. з. — кинетич. энергию оболочки. Она может достигать $10^{50}-10^{51}$ эрг. В ряде случаев

удалось обнаружить звёздные остатки вспышек — *нейтронные звезды*. Наиболее ярким примером образования нейтронных звёзд при вспышках С. з. явл. Крабовидная туманность и содержащаяся в ней нейтронная звезда — *пульсар*. Они возникли в нашей Галактике при вспышке С. з. 1054 года. Генетич. связь между вспышками С. з. и образованием нейтронных звёзд указывает на принципиальную роль *гравитационного коллапса* в процессе вспышки.

Конечные стадии эволюции звёзд и вспышки сверхновых. Изучение данных наблюдений идёт параллельно с разработкой теории вспышек С. з. По совр. представлениям, вспышка С. з. — это взрыв звезды с выделением энергии $\sim 10^{50}-10^{51}$ эрг. Такой взрыв явл. результатом динамической эволюции ядра звезды, к-рая начинается с момента нарушения гидростатич. равновесия в звезде, уже далеко продвинувшейся в своей эволюции. Динамич. эволюция ядра завершается либо полным разлётом вещества звезды, либо гравитац. коллапсом ядра. Характер эволюции в основном определяется массой звезды.

Поздние стадии эволюции звезды начинаются с термоядерного горения гелия в её центральной области, что на диаграмме Герцшпрунга — Расселла соответствует переходу звезды с *главной последовательности* в область красных или голубых гигантов. В процессе эволюции центральная область звезды становится всё плотнее и горячее, а её оболочка, наоборот, расширяется и охлаждается. При этом возрастают и становятся определяющими потери звездой энергии за счёт нейтринного излучения (нейтрино образуются гл. обр. при аннигиляции электрон-позитронных пар). После завершения гелиевого горения в центре звезды образуется углеродно-кислородное ядро (C—O-ядро), причём его масса тем больше, чем больше масса звезды на главной последовательности. В C—O-ядре с достаточно малой массой давление полностью определяется вырожденным газом электронов. Вырожденное C—O-ядро может иметь массу вплоть до *Чандрасекара предела*, т. е. до верхнего предела массы вырожденной звезды, ещё находящейся в гидростатич. равновесии. Для C—O-ядра предел Чандрасекара равен $1,44M_{\odot}$, и ядро с массой, превышающей это значение,

явл. невырожденным. Дальнейшая эволюция звезды происходит по-разному для вырожденного и невырожденного C—O-ядер.

Сначала в вырожденном C—O-ядре термоядерные реакции с углеродом практически не протекают, поскольку существует интенсивное охлаждение ядра нейтринным излучением (нейтрино уносят энергию из ядра). Выделение энергии в звезде на этой стадии эволюции происходит в основном за счёт слоевых источников энергии, самый внутренний из к-рых расположен на границе вырожденного центрального ядра. Масса C—O-ядра постепенно увеличивается благодаря поступлению в него продуктов горения из слоевого источника. По мере увеличения массы в C—O-ядре возрастают плотность и темп-ра. Приближение массы C—O-ядра к пределу Чандрасекара сопровождается резким увеличением плотности в центре ядра, что приводит к сильному релятивистскому вырождению электронного газа. Такой рост вырожденного ядра характерен для эволюции звезды с массой 4—8 $M_{\odot}$ на главной последовательности. В конце концов в ядре создаются условия для «зажигания» углерода. Поскольку повышение темп-ры в сильно вырожденном веществе практически не приводит к увеличению давления, то горение углерода развивается при пост. плотности и приобретает характер теплового взрыва. При этом нарушается гидростатически равновесный режим горения, и происходит термоядерный взрыв C—O-ядра звезды. В процессе углеродного горения темп-ра сильно повышается и вслед за осн. ядерной реакцией синтеза Mg осуществляется цепочка ядерных реакций, ведущих к образованию элементов вплоть до элементов «железного пика» (Fe, Ni и др.) на кривой распространённости элементов. Ядра элементов железного пика способны захватывать электроны, в результате начинается интенсивная нейтронизация вещества. Нейтронизация продуктов горения углерода способствует нарушению гидростатич. равновесия и создаёт тенденцию к коллапсу звезды. Т. о., с самого начала термоядерного горения углерода возникает конкуренция противоположных тенденций — к взрыву и к коллапсу.

Осн. результаты гидродинамич. расчётов термоядерного взрыва вырожден-

ного C—O-ядра звезды состоят в следующем: 1) при начальной центральной плотности $\rho_c < 9 \cdot 10^9$ г/см³ происходит полный разлёт C—O-ядра с полным или частичным сгоранием углерода, кинетич. энергия разлетающегося вещества $\approx (0,1-1) \cdot 10^{51}$ эрг; 2) при $\rho_c > 9 \cdot 10^9$ г/см³ происходит гравитац. коллапс C—O-ядра, к-рый сопровождается выбросом самых внеш. слоёв с небольшой кинетич. энергией $\approx (1-5) \times 10^{49}$ эрг. Гравитац. коллапс внутр. части ядра с массой $\approx 1,4 M_{\odot}$ приводит к образованию нейтронной звезды соответствующей массы. Первый случай может реализоваться при эволюции одиночных звёзд, второй — при эволюции тесных двойных звёзд.

Невырожденное C—O-ядро образуется в звезде, имеющей массу $> 10 M_{\odot}$ на главной последовательности. В этом случае дальнейшая ядерная эволюция центральных областей звезды проходит через стадии термоядерного горения C, Ne, O, Si и завершается образованием элементов железного пика. После исчерпания запасов ядерного топлива звезда интенсивно теряет энергию посредством нейтринного излучения. Потери энергии приводят к дальнейшему сжатию звезды и нагреванию вещества, т. к. электронный газ внутри достаточно массивных железных ядер звёзд фактически не вырожден. Увеличение темп-ры и плотности в конце концов вызывает распад ядер элементов железного пика на нейтроны и ядра гелия, к-рые в свою очередь, распадаются на нейтроны и протоны. Процесс распада ядер железа требует столь значит. затрат энергии теплового движения на преодоление энергии связи атомных ядер, что с увеличением плотности вещества резко замедляется рост давления. К подобному эффекту ведут также процессы рождения электрон-позитронных пар и нейтронизации вещества. В результате нарушается гидростатич. равновесие — силы давления не могут противостоять силам тяготения, и начинается гравитац. коллапс железного ядра звезды.

Гидродинамич. исследования гравитац. коллапса железных ядер звёзд дали следующие результаты. При массе железного ядра $\lesssim 2 M_{\odot}$ (т. е. меньше предельной массы холодной нейтронной звезды) гравитац. коллапс в нек-рый момент останавливается. Образовавшаяся горячая нейтронная звезда после

I типа может возникать как при гравитац. коллапсе, так и при термоядерном взрыве C—O-ядра, а также в случае гравитац. коллапса железного ядра в нейтронную звезду при отсутствии протяжённой водородно-гелиевой оболочки звезды. Медленное выделение энергии могут обеспечивать различные механизмы, имеющие исходным источником кинетич. энергию вращения нейтронной звезды (при её наличии) либо распад радиоактивного изотопа Ni в Co и далее в Fe, если нейтронной звезды не образуется. С. з. II типа явл., по-видимому: а) результатом термоядерного взрыва C—O-ядра при пониженной центральной плотности с полным разлётom звезды или б) результатом гравитац. коллапса железного ядра в нейтронную звезду при определённых условиях — наличии у звезды протяжённой водородно-гелиевой оболочки и передачи ей энергии с помощью механизмов, связанных с вращением нейтронной звезды (посредством, напр., магнитного поля).

Лит.: Псковский Ю. П., Новые и сверхновые звезды, М., 1974; Каплан С. А., Физика звезд, 3 изд., М., 1977; Шкловский И. С., Сверхновые звезды, 2 изд., М., 1976; Имшенник В. С., Надежин Д. К., Конечные стадии эволюции звезд и вспышки сверхновых, в кн.: Итоги науки и техники, сер. Астрономия, т. 21, М., 1982; Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюция звезд, М., 1971; Соболев В. В., Курс теоретической астрофизики, 2 изд., М., 1975. В. П. Утробин.

СВЕТИМОСТИ КЛАССЫ — подразделения (группы, последовательности) звёзд и галактик по их абсолютным звёздным величинам; устанавливаются по косвенным признакам. С. к. звёзд определяются, в частности, по относительной интенсивности ряда спектр. линий ионизованных элементов, чувствительных к давлению газа (следовательно, протяжённости) *атмосфер звёзд*, а также по линиям водорода. В спектрах звёзд-гигантов линии ионизованных элементов усилены и все линии сужены (см. *Спектральные классы*). Различают следующие С. к. (см. табл.). Эти С. к. явл. последовательностями на Герцшпрунга — Ресселла диаграмме.

С. к. галактик (спиральных) предложено оценивать по мощности спиральных рукавов: чем больше светимость галактики, тем мощнее (массивнее) и уже её рукава (см. *Галактики*, *Спиральная структура галактик*).

Класс	Название	Абс. звёздные величины M_V спектр. классов F—G
Ia*	Ярчайшие сверхгиганты	— 10
Ia	Яркие сверхгиганты	— 7,5
Ib	Нормальные сверхгиганты	— 4,7
II	Яркие гиганты	— 2,2
III	Нормальные гиганты	+ 1,2
IV	Субгиганты	+ 2,7
V	Карлики главной последовательности	+ 4
VI	Субкарлики	+ 5—6
VII	Белые карлики	от + 13 до + 15

СВЕТИМОСТЬ в астрономии — полная энергия, излучаемая источником в ед. времени (в абс. ед. или в ед. светимости Солнца $L_\odot = 3,86 \cdot 10^{33}$ эрг/с). Иногда говорят не о полной С., а о С. в нек-ром диапазоне длин волн. Напр., в зависимости от приёмников излучения различают С. звёзд *визуальную*, *фотографическую* (относящуюся к излучению звезды в соответствующей области спектра) и *болометрическую* (относящуюся к излучению звезды на всех частотах её спектра, т. е. полную С.). *Блеск* звезды, измеренный наблюдателем, может быть последовательно преобразован в С., если известно расстояние r до звезды (или её параллакс). При известном r может быть определена абс. звёздная величина M , к-рая связана с видимой звёздной величиной m соотношением:

$$M = m + 5 - 5 \lg r - A(r),$$

здесь r выражено в *парсеках*, а величина $A(r)$ учитывает *межзвёздное поглощение* излучения. С. звезды L связана с M соотношением:

$$\lg(L/L_\odot) = 0,4(4,77 - M).$$

По видимой величине m звезды и её параллаксу π С. определяется по ф-ле: $\lg(L/L_\odot) = -2 \lg \pi - 0,4m - 0,1 + 0,4A$.

Для перехода от визуальной, фотографич. С. или С., определённой фотоэлектрич. методами, к болометрич. С. необходимо ввести т. н. *болометрическую поправку*, учитывающую излучение, не зафиксированное данным приёмником. Болометрич. С. меняется для различных звёзд в пределах от $10^6 L_\odot$ (для горячих сверхгигантов) до $10^{-4} L_\odot$ (для слабых карликов). Для звёзд *главной последовательности* С. удовлетворяет соотноше-

нию масса — светимость, при к-ром большим массам звёзд соответствуют большие S . (см. *Масса — светимость зависимость*). А. М. Черепашук.

СВЕТОВОЙ ГОД — единица расстояния, равная пути, проходимому светом за один год (365,242 сут). С. г. равен $9,46 \cdot 10^{15}$ м, или 0,307 парсека. Расстояние от Солнца до центра Галактики равно прибр. 30 тыс. св. лет; диаметр Галактики — более 100 тыс. св. лет.

СВЕТОФИЛЬТРЫ — оптич. приспособления, служащие для изменения спектр. состава или потока проходящего сквозь них света. Обычно представляют собой плоскопараллельные пластинки (или системы пластинок), прозрачность к-рых определённым образом меняется с длиной волны. В астрономии S . применяются в комбинации с приёмниками света для выделения излучения в определённых спектр. интервалах либо для ослабления потока излучения в нек-рое число раз в широком интервале спектра (т. н. серые фильтры). S . используются для оценки энергии, излучаемой источником в тех или иных областях спектра, для выделения отдельных линий излучения газа (напр., выделяя излучение в линии H_{α} , можно наблюдать солнечные протуберанцы вне затмений), устранения помех, вызванных, напр., свечением ночного неба.

Действие S . может быть основано на любом оптич. явлении, к-рое приводит к уменьшению световых потоков в заданных областях спектра, обычно на явлениях поглощения (абсорбции) или интерференции света.

В качестве абсорбционных S . чаще всего используют цветные стёкла или плёнки. Особенностью таких S . явл. широкая полоса пропускания, часто измеряемая тысячами $\text{\AA}$. Все стеклянные S . непрозрачны для далёкого УФ-и ИК-излучения.

В интерференционных S . происходит интерференция света, многократно отражённого от поверхностей двух параллельных частично прозрачных пластинок. Сквозь такой S . проходит свет только тех длин волн, к-рые удовлетворяют условию: $\lambda = 2h n \cos \varphi / k$, где h — расстояние между параллельными пластинками, φ — угол падения света, n — показатель преломления среды, k — целое число. Полоса пропускания интерференционных S . может составлять неск. десятков $\text{\AA}$, а для наилучших об-

разцов — неск. $\text{\AA}$. Особенностью интерференционных S . является зависимость длины волны максимума пропускания $\lambda_{\text{макс}}$ от угла падения света. Одна из разновидностей интерференционного S . — эталон Фабри — Перо — позволяет получить особенно узкие полосы пропускания. Изменение $\lambda_{\text{макс}}$ может осуществляться изменением расстояния h между пластинами, либо изменением показателя преломления среды, в к-рой пластина находится.

Наиболее узкие полосы пропускания имеют интерференционно-поляризационные S ., они состоят из чередующихся между собой пластин двоякопреломляющего вещества (кварца, исландского шпата) и поляроидов, оси к-рых параллельны и составляют с оптич. осями кварцевых пластин угол в 45° . Поляроид, стоящий на входе, пропускает свет с определённой ориентацией плоскости поляризации. Затем свет проходит через двоякопреломляющее вещество и разделяется на два луча — обыкновенный и необыкновенный, к-рые имеют различную поляризацию и различную скорость распространения. Если длина волны света такова, что при прохождении через кристалл фаза необыкновенного луча отстанет от фазы обыкновенного на число, кратное 2π (этому условию удовлетворяет ряд длин волн), то, интерферируя между собой, эти два луча образуют на выходе из кристалла волну с той же ориентацией плоскости поляризации, как и на входе. Такой свет с наименьшим поглощением пройдёт сквозь стоящий за кристаллом второй поляроид. Свет, имеющий другие длины волн, поглотится в большей степени. Чем толще кристалл, сквозь к-рый проходит свет, тем в комбинации с поляроидами он даст более узкую полосу пропускания, но тем ближе друг к другу будут длины волн лучей света, к-рые беспрепятственно пройдут сквозь такую систему. Поэтому для получения полос пропускания узких и одновременно достаточно далеко разнесённых друг от друга (чтобы нужную из них можно было выделить обычным абсорбционным S .) в интерференционно-поляризац. S . используется совокупность толстых и тонких кристаллич. пластинок, отделённых друг от друга поляроидами. Наилучшие образцы интерференционно-поляризац. S . имеют полосу пропускания менее 1 $\text{\AA}$. Интерференцион-

но-поляризац. С. должен работать в определённом тепловом режиме, поскольку изменение темп-ры меняет длину волны максимума пропускания.

А. В. Засов.

СЕЙФЕРТОВСКИЕ ГАЛАКТИКИ — класс галактик с яркими звездообразными ядрами и сильными широкими линиями излучения в их спектрах (К. Сейферт, 1943 г., США). К классич. представителям С. г. относят следующие 8 галактик:

Галактика	Морфологич. тип	Видимая звёздная величина галактики	Абс. звёздная величина галактики	Абс. звёздная величина на ядра	Масса галактики, $M_{\odot}$
NGC 1068	Sb	8,9	-21,3	-18,3	$3 \cdot 10^{11}$
NGC 1275	Пекулярная	12,3	-21,4	-18,7	10^{11}
NGC 3227	Sb	10,9	-19,1	—	$5 \cdot 10^{10}$
NGC 3516	E/Sb	12,1	-20,1	-19,0	10^{11}
NGC 4051	Sbc	10,2	-19,0	-15,5	$8 \cdot 10^{10}$
NGC 4151	Sab	10,5	-19,5	-18,5	10^{11}
NGC 5548	Sa(?)	12,9	-20,5	—	10^{11}
NGC 7469	Sa	12,0	-21,5	-18,9	10^{11}

К 1983 г. обнаружено ок. 200 галактик, ядра к-рых обладают «сейфертовскими» признаками. Большинство из них открыто советскими астрономами при анализе спектров галактик с избытком излучения в УФ-области (т. н. галактик Маркаряна, см. *Галактики*). Выяснилось, что ок. 10% галактик с повышенной интенсивностью излучения в УФ-диапазоне («УФ-избыток») могут быть отнесены к типу сейфертовских и доля их растёт при переходе к галактикам со всё большей светимостью.

С. г. — это, как правило, спиральные галактики типов Sa и Sb, среди к-рых велика доля ($\approx 70\%$) пересечённых спиралей (Sb). Они часто входят в состав пар и групп галактик, но избегают областей, занятых богатыми скоплениями. (Эти особенности присущи всем галактикам с УФ-избытком.) По отношению к норм. спиральным галактикам С. г. составляют $\approx 1\%$, т. е. можно было бы считать, что продолжительность активной фазы ядра, переводящей га-

лактику в разряд сейфертовских, составляет $\approx 10^8$ лет. Однако выяснилось, что С. г. — это не совсем обычные спирали, а спиральные галактики с повышенным ростом светимости к центру. Уменьшение числа типов галактик, среди к-рых встречаются сейфертовские ядра, говорит, возможно, о том, что время активности ядер С. г. составляет в действительности $\sim 10^9$ лет.

Ср. пространственная концентрация С. г. оценивается примерно в 1 галактику на 10^4 Мпк³. Ф-ция светимости С. г., характеризующая зависимость числа галактик от их светимости (абс. звёздной величины), представлена на рис. 1. Она довольно плавно переходит в ф-цию светимости квазизвёздных объектов, слабо излучающих в радиодиапазоне (радиоспокойных квазаров). Интересной особенностью С. г. явл. неслучайная ориентация их плоскостей по отношению к лучу зрения: большинство из них развёрнуто к нам плоскостью. Этот факт не может быть объяснён только за счёт ухудшения условий наблюдения ядер С. г. при малом угле наклона плоскости галактики к лучу зрения. Дело в том, что есть неск. случаев довольно ярких С. г., развёрнутых к нам ребром (напр., IC 4329 A). Так что, по-видимому, ядра С. г. обладают анизотропией излучения.

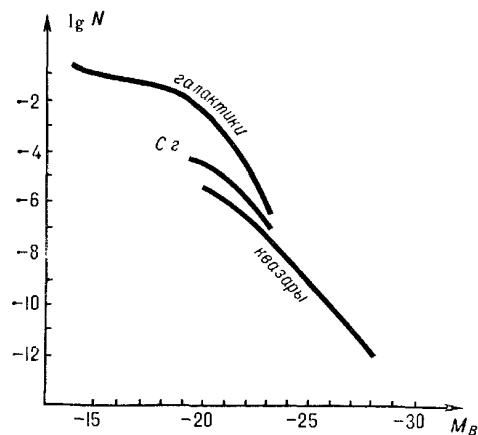


Рис. 1. Зависимость «абсолютная звёздная величина (M_B) — логарифм пространственной концентрации (N)» для галактик, сейфертовских галактик (С. г.) и квазаров.

Ядра С. г. — одни из самых мощных (10^{39} — 10^{45} эрг/с) источников нетеплового излучения с непрерывным спектром в диапазоне от 10^{12} до 10^{22} Гц. Ответственным за нетепловое излучение ядра

явл. очень компактное ($\approx 0,1$ пк), скорее всего единое, тело, о чём свидетельствует характер переменности: наряду с медленной (годы) низкоамплитудной (в оптич. диапазоне $\approx 0,5m$) составляющей имеется быстрая (месяцы и недели) высокоамплитудная ($\approx 1m$) составляющая. Поперечник D источника переменного излучения можно оценить по самому короткому для него периоду переменности τ , $D \lesssim c\tau$. Интересно, что переменность излучения в разных диапазонах сдвинута по времени. Так, радиовспышки могут отставать от оптич. вспышек на годы, а интенсивность линий излучения меняется с запаздыванием в месяцы по отношению к непрерывному оптич. излучению. Вид непрерывного спектра С. г. NGC 4151 показан на рис. 2. Он в общих чертах похож на спектр квазаров, только энергии в случае С. г. выделяется в сотни раз меньше. Это позволяет считать, что в ядрах С. г. находится «мини-квазар».

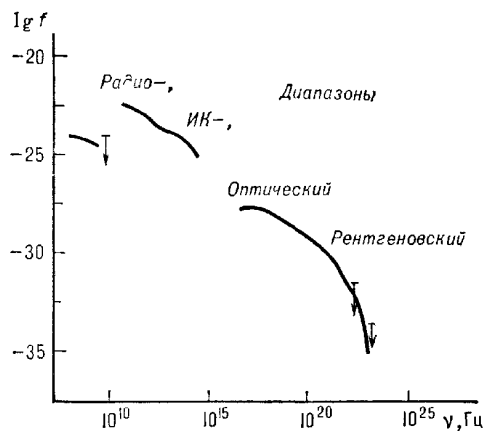


Рис. 2. Спектр сейфертовской галактики NGC 4151 (I типа) в радио-, оптическом и рентгеновском диапазонах. Стрелками показан верхний предел плотности потока излучения f [эрг/($\text{см}^2 \cdot \text{Гц}$)] на данной частоте.

По виду непрерывного спектра ядер С. г. и по соотношению ширин разрешённых водородных линий и запрещённых линий более тяжёлых ионов С. г. могут быть разделены в первом приближении на два типа. К I типу относят С. г. с широкими разрешёнными и более узкими запрещёнными линиями в спектре, у II типа С. г. и разрешённые, и запрещённые линии имеют ширины того же порядка, что и ширины запрещённых линий у С. г. I типа. С. г. рассматриваемых двух типов оказались

различными и в ряде др. отношений. В частности, у галактик I типа (характерный представитель — NGC 4151) излучение сильнее сконцентрировано к центру, ядро ярче, распределение энергии в непрерывном спектре вплоть до УФ-области изменяется по степенному закону. У галактик II типа (характерный представитель — NGC 1068) непрерывный спектр имеет сложный вид с горбами. Один из них приходится на ИК-область длин волн ($\lambda \sim 10$ мк) и, по-видимому, обусловлен излучением пыли, нагретой до неск. сотен К. Нагрев пыли и ионизация газа в области размером в неск. сотен пк около ядра С. г. II типа происходит, вероятно, за счёт излучения молодых горячих звёзд. В центральной области С. г. I типа пыли гораздо меньше, а ионизация газа происходит, скорее всего, за счёт мощного УФ- и мягкого рентг. излучения самого ядра.

Спектроскопич. анализ показал, что широкие крылья разрешённых линий формируются в одной зоне, а более узкие их центральные пики и запрещённые линии — в другой. Параметры газовой среды в этих двух зонах сильно различаются.

Характеристики зон	1-я зона	2-я зона
Электронная плотность	10^9 см^{-3}	$10^5 - 10^6 \text{ см}^{-3}$
Характерный размер	< 1 пк	~ 100 пк
Масса газа	$10 - 10^2 M_{\odot}$	$10^4 - 10^5 M_{\odot}$
Дисперсия скоростей облаков газа	10^4 км/с	1000 км/с

Мощность излучения от центральных областей С. г. в разрешённых линиях $\approx 10^{42}$ эрг/с. Формируется это излучение, по-видимому, в многочисленных ($\sim 10^{10}$) небольших ($\sim 10^{14}$ см) и плотных ($\sim 10^9 \text{ см}^{-3}$) облаках, перехватывающих и переизлучающих до 10% УФ-излучения ядра. В мощном поле излучения ядра эти облака могут ускоряться и приобретать значит. скорости, что, по-видимому, и обуславливает заметное доплеровское уширение линий в спектрах С. г. К сожалению, пока мало что известно о пространств. картине движения газа вблизи ядер С. г. Не исключено, что движение облаков носит заметно анизотропный характер — от ядра они движутся в пределах двух противоположно направленных конусов с общей вершиной в об-

ласти ядра. Во всяком случае, гипотеза о круговых движениях излучающих облаков в околоядерных дисках оказалась несостоятельной. Кинетич. энергия облаков газа в С. г. II типа заметно выше, чем в С. г. I типа, и может достигать внушительной величины, $\sim 10^{56}$ эрг. Однако это всё же в десятки тысяч раз меньше, чем суммарная энергия, заключённая, к примеру, в кинетич. энергии газа и в космич. лучах в радиогалактиках или квазарах.

Ядра С. г. явл. мощными излучателями не только в оптическом, но также в радио-, рентгеновском и даже γ -диапазонах. В радиодиапазоне они могут излучать от 10^{38} до 10^{41} эрг/с (область радиоизлучения имеет размеры в сотни пк). Структура радиоизлучающей области наличия двух центров повышенной интенсивности излучения напоминает структуру радиогалактик. Однако радиоизлучение С. г. в тысячи раз слабее, чем излучение радиогалактик, а радиокомпоненты в С. г. не выходят за пределы диска С. г. Интересно, что приблизительная пропорциональность между мощностью центрального радиосточника и кубом полной оптич. светимости объекта прослеживается, начиная от С. г. до радиогалактик и затем до квазаров.

В рентг. диапазоне (в интервале энергий фотонов 2—10 кэВ) рентг. светимость L_p С. г. достигает 10^{42} — 10^{45} эрг/с. Обнаружена прибр. квадратичная зависимость между L_p и ширинами разрешённых оптич. линий. Именно поэтому С. г. I типа мощнее в рентг. диапазоне С. г. II типа. Пока не совсем ясно, из какой области С. г. идёт это излучение. Если рентг. излучение носит синхротронный характер (аналогично оптич. и радиоизлучению), то оно идёт из более глубоких областей С. г., чем оптич. излучение. Но не исключено, что рентг. излучение может возникать при рассеянии ИК-фотонов на релятивистских электронах, ответственных за синхротронное радиоизлучение (см. *Комптоновское рассеяние*). Тогда рентг. излучение будет идти из той же области (размером ~ 100 пк), где возникает радиоизлучение, и иметь примерно одинаковый с ним наклон спектра.

Пока нет общепринятой точки зрения относительно возможной природы активности ядер галактик разных типов, в т. ч. и сейфертовских (см. *Ядра галактик*). Обнаружение в последние

годы очень своеобразного двойного звёздного объекта *SS 433* позволило предположить, что аналогичный объект, но большего масштаба, может существовать в галактич. ядрах и обуславливать их активность. Нет пока ясного ответа и на вопрос о том, какого типа объекты явл. предшественниками С. г. Не исключено, что ими могут быть нек-рые из слабоизлучающих в радиодиапазоне квазаров. Данные последних лет показывают, что большая часть из них связана с ядрами не эллиптич. систем (как это имеет место в случае квазаров с высокой интенсивностью радиоизлучения), а плоских систем, напоминающих по своим параметрам гигантские спиральные галактики. Вполне возможно, что квазароподобные ядра в этих системах за $\sim 10^8$ лет могут проэволюционировать в ядра С. г.

Отметим в заключение, что ядро Галактики также проявляет признаки активности и не исключено, что его по осн. параметрам можно отнести к ядрам слабых С. г.

Лит.: Воронцов-Вельяминов Б. А., Внегалактическая астрономия, М., 1972; Происхождение и эволюция галактик и звезд, М., 1976; Тейлер Р. Дж., Галактики. Строение и эволюция, пер с англ., М., 1981; На переднем крае астрофизики, пер. с англ., М., 1979. Б. В. Комберг.

СЕКТОРНАЯ СТРУКТУРА межпланетная — разделение наблюдаемой крупномасштабной структуры *солнечного ветра* на чётное число секторов с различным направлением радиального компонента межпланетного магн. поля (ММП). Характеристики солнечного ветра (скорость, темп-ра, концентрация частиц и др.) также в среднем закономерно изменяются в сечении каждого сектора, что связано с существованием внутри сектора быстрого потока солнечного ветра. Границы секторов обычно располагаются внутри медленного потока солнечного ветра. Чаще всего наблюдаются 2 или 4 сектора, вращающихся вместе с Солнцем. Эта структура, образующаяся при вытягивании солнечным ветром крупномасштабного магн. поля короны, может наблюдаться в течение неск. оборотов Солнца. С. с. ММП явл. следствием существования токового слоя (ТС) в межпланетной среде, к-рый вращается вместе с Солнцем. ТС создаёт скачок магн. поля: выше слоя радиальный компонент ММП имеет один знак, ниже — другой. Этот ТС, предсказанный швед. астрофизиком Х. Альвеном, проходит через те участки *солнечной*

короны, к-рые связаны с активными областями на Солнце и разделяет указанные области с различными знаками радиального компонента солнечного магн. поля. ТС располагается приibl. в плоскости солнечного экватора и имеет складчатую структуру. Вращение Солнца приводит к закручиванию складок ТС в спираль (рис. 1). Существование

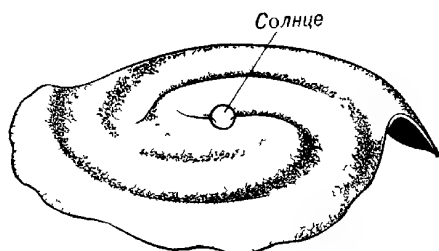


Рис. 1. Форма гелиосферного токового слоя. Пересечение его с плоскостью эклиптики (наклонённой к экватору Солнца под углом $\sim 7^\circ$) дает наблюдаемую секторную структуру межпланетного магнитного поля.

такого ТС наз. эффектом балерины. Находясь вблизи плоскости эклиптики, наблюдатель оказывается то выше, то ниже ТС, благодаря чему попадает в секторы с различными знаками радиального компонента ММП.

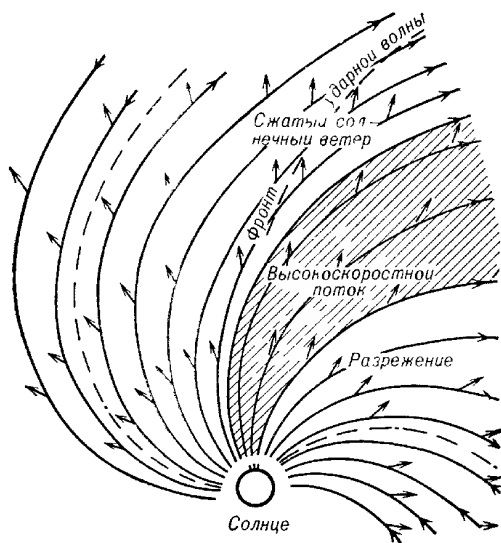


Рис. 2. Структура сектора межпланетного магнитного поля. На некотором гелиоцентрическом расстоянии возможно образование прямой ударной волны вблизи максимума радиального градиента скорости. Стрелки указывают направление течения плазмы солнечного ветра. Штрихпунктир — границы сектора (пересечение плоскости рисунка с токовым слоем).

Вблизи Солнца в солнечном ветре существуют долготные и широтные градиенты скорости, обусловленные разностью скоростей быстрых и медленных потоков. По мере удаления от Солнца и укрупнения границы между потоками в солнечном ветре возникают радиальные градиенты скорости, к-рые приводят к образованию *бесстолкновительных ударных волн* (рис. 2). Сначала образуется ударная волна, распространяющаяся вперед от границы секторов (прямая ударная волна), а затем образуется обратная ударная волна, распространяющаяся к Солнцу. Т. к. скорость ударной волны меньше скорости солнечного ветра, плазма увлекает обратную ударную волну также в направлении от Солнца. Ударные волны вблизи границ секторов образуются на расстояниях ~ 1 а. е. и прослеживаются до расстояний в неск. а. е. Эти ударные волны, так же как межпланетные ударные волны от *вспышек на Солнце* и околопланетные ударные волны, ускоряют частицы и явл., т. о., источником энергичных частиц.

О. Л. Вайсберг.

СЕКУНДА (с, s) — единица времени, одна из осн. единиц Международной системы единиц (СИ). В астрономии С. определялась сначала через длительность ср. солнечных суток, а затем как $1/31556925,9747$ часть тропич. года (на 1900 г.). В 1967 г. было принято новое определение С. как интервала времени, в течение к-рого совершается 9 192 631 770 колебаний, соответствующих резонансной частоте перехода между энергетич. уровнями сверхтонкой структуры осн. состояния атома ^{133}Cs при отсутствии возмущений, вызванных внеш. полями. Государственный эталон времени и частоты СССР позволяет воспроизводить единицы времени и частоты с относит. погрешностью меньше $1 \cdot 10^{-13}$.

СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — один из видов *магнитотормозного излучения*: излучение эл.-магн. волн заряженными частицами (в космосе преимущественно электронами), движущимися с релятивистскими скоростями в магн. поле *H*. Впервые наблюдалось в ускорителях электронов — синхротронах. Магн. поле искривляет траекторию движения электронов (см. *Лоренца сила*), и возникающее при этом ускорение явл. причиной эл.-магн. излучения. Этот механизм часто используется для объяснения радио-, оптич. и рентг. излучений самых

различных космич. источников.

Аналогичное излучение релятивистских частиц (см. *Циклотронное излучение*) происходит на осн. гиромангнитной частоте $\nu_c = qH/(2\pi mc)$ и ее первых гармониках (q и m — заряд и масса покоя частицы).

Излучение заряженных релятивистских частиц, т. е. частиц, движущихся со скоростью, близкой к скорости света, обладает рядом существенных отличий от излучения медленных частиц. Из-за эффекта Доплера частота света, излучаемого быстро движущейся частицей в направлении своего движения, сильно повышается, интенсивность излучения на высоких гармониках возрастает. У релятивистских частиц с энергией $\mathcal{E} \gg mc^2$ излучение в области высоких гармоник обладает практически непрерывным спектром и сосредоточено в направлении мгновенной скорости в узком конусе с углом раствора $\varphi \sim mc^2/\mathcal{E}$.

Релятивистский электрон, движущийся в магн. поле, описывает либо окружность (если у него нет компонента скорости вдоль поля), либо спираль. Частота вращения его в магн. поле H есть

$$\nu_H = \frac{eH}{2\pi mc} \cdot \frac{mc^2}{\mathcal{E}} = \frac{eH}{2\pi \mathcal{E}}. \quad (1)$$

Здесь и далее под H будет подразумеваться компонент поля, перпендикулярный вектору скорости частицы (т. е. $H_{\perp}$).

Узкий конус, в пределах которого заключено излучение электрона, поворачивается вместе с поворотом вектора мгновенной скорости электрона (рис.). Это означает, что наблюдатель, находящийся в плоскости орбиты электрона, видит вспышки излучения в те моменты времени, когда скорость электрона направлена на него. Вспышки следуют через промежутки времени $2\pi\mathcal{E}/ecH$, длительность вспышки $\sim (2mc/eH) \cdot (mc^2/\mathcal{E})^2$.

Поскольку частота повторения вспышек достаточно велика, наблюдатель практически видит непрерывное излучение. Макс. мощность С. и. одного электрона в единичном интервале частот ок. частоты ν_m [с.м.(3)] и в единичном телесном угле равна:

$$P_{\nu} = \frac{1,6e^3 H}{4\pi mc^2} = 1,7 \cdot 10^{-23} H \left(\frac{\text{эрг}}{\text{с} \cdot \text{ср. Гц}} \right), \quad (2)$$

где H выражено в Э. На меньших частотах излучение уменьшается как $\nu^{1/3}$,

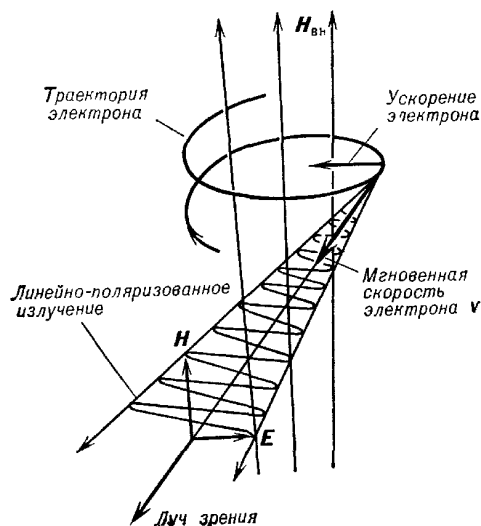
а на больших уменьшается экспоненциально, $\sim \nu^{1/2} \exp(-0,29\nu/\nu_m)$.

Важными особенностями обладает поляризация С. и. Для наблюдателя, находящегося точно в плоскости орбиты электрона, излучение поляризовано линейно с электрич. вектором, лежащим в плоскости орбиты. На нек-ром угловом расстоянии от этой плоскости поляризация эллиптическая, причём разных знаков по обе стороны от плоскости. Кроме того, интенсивность эллиптически поляризов. излучения незначительна. При усреднении излучения системы электронов остаётся лишь линейная поляризация. Иными словами, система релятивистских электронов, находящаяся в однородном магн. поле, даёт линейно поляризов. С. и. с электрич. вектором, перпендикулярным магнитному полю.

Если бы у всех электронов была примерно одинаковая энергия, то спектр излучения этой системы имел бы максимум на частоте

$$\nu_m = \frac{eH}{4\pi mc} \left(\frac{\mathcal{E}}{mc^2} \right)^2 = 1,4 \cdot 10^6 H \left(\frac{\mathcal{E}}{mc^2} \right)^2 (\text{Гц}). \quad (3)$$

В космич. условиях релятивистские электроны имеют различную энергию. Чаще всего распределение электронов по энергиям аппроксимируют степенной ф-цией, т. е. число электронов N в ед.



Излучение релятивистского электрона во внешнем магнитном поле $H_{\text{вн}}$. В плоскости, в которой расположены векторы скорости электрона v и напряженности электрического поля E , излучение линейно поляризовано.

объёма с энергией от $\mathcal{E}$ до $\mathcal{E} + \Delta\mathcal{E}$:

$$N(\mathcal{E})\Delta\mathcal{E} = \frac{K}{\mathcal{E}^\gamma} \cdot (mc^2)^{\gamma-1} \cdot \Delta\mathcal{E}, \quad (4)$$

где K и γ — постоянные.

С. и. ед. объёма в единичном телесном угле и в единичном интервале частот (т. н. коэфф. излучения) определяется соотношением:

$$j_\nu = a(\gamma) \frac{e^3 H}{mc^2} \left(\frac{3eH}{4\pi m^3 c^5} \cdot \frac{1}{\nu} \right)^{(\gamma-1)/2} \cdot K \left(\frac{\text{эрг}}{\text{с} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{ср} \cdot \text{Гц}} \right), \quad (5)$$

где $a(\gamma)$ — зависящий от γ численный коэфф., близкий к 0,1–0,2 при $1,5 < \gamma < 5$. Степень линейной поляризации этого излучения равна $(\gamma + 1)/(\gamma + 7/3)$. Величина $(\gamma - 1)/2 = \alpha$ наз. *спектральным индексом* С. и.

Если концентрация релятивистских электронов не слишком велика, то интенсивность излучения определяется по ф-ле $I_\nu = j_\nu l$, где l — размер области излучения. При большой концентрации электронов необходимо учитывать и самопоглощение ими С. и. Отношение коэфф. излучения j_ν к коэфф. поглощения $\kappa(\nu)$:

$$\frac{j}{\kappa(\nu)} = b(\gamma) \left(\frac{4\pi m^2 c_\nu^5}{3eH} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

где численный коэфф. $b(\gamma)$ меняется от 0,7 до 0,1 при $1,5 < \gamma < 5$.

Приведённые выше соотношения справедливы, если излучающие электроны находятся в вакууме. В достаточно плотной плазме характер излучения меняется: уменьшается направленность излучения и резко падает его интенсивность. Это приводит к «завалу» спектра излучения на частотах, меньших $T_{\text{ср}} n_e / H$, где n_e — концентрация электронов плазмы. Зато здесь появляется возможность синхротронного мазерного излучения (см. *Мазерный эффект*). С. и. в радиоастрономии часто наз. *н е т е п л о в ы м*, поскольку его спектр сильно отличается от спектра *теплого излучения*. Спектр С. и. нельзя характеризовать одним значением темп-ры, как в случае теплового излучения. Если концентрация релятивистских электронов настолько велика, что самопоглощение ими С. и. становится существенным, спектр С. и. можно охарактеризовать с помощью зависящей от частоты эффективной темп-ры T_3 , к-рая в энергетич. единицах равна:

$$kT_3(\nu) \approx mc^2 \left(\frac{4\pi mc}{eH} \cdot \nu \right)^{1/2}.$$

Синхротронный механизм используется для интерпретации излучения объектов как нашей Галактики, так и др. галактик; радио-, оптич. и рентг. излучения *Крбовидной туманности* и др. туманностей — *остатков вспышек сверхновых звёзд*; нек-рых видов излучения Солнца, *пульсаров, квазаров*.

Лит.: Синхротронное излучение, М., 1966; Гинзбург В. Л., Теоретическая физика и астрофизика, М., 1975; Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Физика межзвездной среды, М., 1979; Роув Э., Уивер Дж., Использование синхротронного излучения, «УФН», 1978, т. 126, в. 2. С. А. Каплан.

СКОПЛЕНИЯ ГАЛАКТИК

Содержание:

1. Оптические наблюдения . . . 614
2. Рентгеновские наблюдения. Горячий межгалактический газ в скоплениях галактик . . . 617
3. Радиоизлучение скоплений . . 619
4. Взаимодействие микроволнового фонового излучения с горячим межгалактическим газом . . . 619
5. Космологическое значение радио- и рентгеновских наблюдений скоплений галактик . . . 621

Галактики распределены в пространстве неоднородно, значительная часть группируется в скопления (рис. 1), содержащие десятки, сотни и даже тысячи (богатые скопления) галактик.

1. Оптические наблюдения

На фотографиях С. г. предстают как увеличение (по сравнению с фоном) поверхностной плотности числа галактик (т. е. числа галактик на единичную площадку небесной сферы). В богатых С. г. поверхностная плотность числа галактик n_g хорошо описывается простым законом:

$$n_g(\rho) = n_{g0} \left[1 + \left(\frac{\rho}{a} \right)^2 \right]^{-1},$$

где ρ — расстояние в картинной плоскости от центра скопления, $a \approx 250$ кпк — радиус ядра скопления, n_{g0} — поверхностная плотность числа галактик в центральной части скопления. Этому закону соответствует распределение пространств. плотности числа галактик

$$N_g(r) = N_{g0} \left[1 + \left(\frac{r}{a} \right)^2 \right]^{-3/2},$$

называемое обычно законом Кинга (r — расстояние от центра скопления). Центральная плотность скоплений N_{g0} в богатых С. г. превышает 1000 Мпк^{-3} , однако из-за малого объёма в преде-

лах $(1/2)a$ содержится ~ 10 галактик. На расстоянии $r \approx 3a$ плотность галактик падает до $30h_0^{-3} \text{ Мпк}^{-3}$, а при $r = 7a$ — до $3h^{-3} \text{ Мпк}^{-3}$, т. е. быстро приближается к плотности галактик фона [$h_0 = H_0/(50 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Мпк}^{-1})$, H_0 — современное значение постоянной Хаббла]. Распределение Кинга имеет место лишь при $r < (6-8)a$, при больших r оно нарушается, возможно, из-за приливных эффектов. Отметим, что при $r \gg a$ масса скопления (и число входящих в него галактик) логарифмически возрастает с ростом отношения r/a .

Астрофотометрия позволяет определить типы галактик, входящих в скопление, их *светимости*, размеры и т. д. Важнейшую информацию несут спектр. наблюдения: по смещению линий в спектре галактик определяют их *лучевые скорости* v_{iR} . Ср. лучевая скорость галактик

$$v_{0R} = \sum_{i=1}^N v_{iR} / N \quad (\text{где } N — \text{полное число}$$

галактик в скоплении) соответствует скорости удаления от наблюдателя скопления как целого. Используя *Хаббла закон*, можно оценить расстояние до С. г. Обычно предполагают, что распределение галактик по скоростям в системе покоя скопления как целого изо-

тропно, тогда среднеквадратичное отличие скорости галактик от средней

$$\sigma_v = (\sqrt{3}/N) \left[\sum_{i=1}^N (v_{iR} - v_{0R})^2 \right]^{1/2}.$$

В богатых С. г. σ_v превышает 1000 км/с. Характерный размер богатых С. г. R составляет несколько Мпк. Характерное время пролёта галактики через скопление $t \sim R/\sigma_v = 10^9 (R/1 \text{ Мпк})(10^3/\sigma_v)$ лет,

где σ_v в км/с,

много меньше как космологич. времени ($H_0^{-1} = 2 \cdot 10^{10} h_0^{-1}$ лет), так и возраста звёзд, входящих в галактики скопления. Следовательно, С. г. явл. гравитационно связанными системами. Т. о., измерения σ_v и характерного размера скопления открывают возможность определения его массы M_v по *вириала теореме*: $M_v \sim \sigma_v^2 R/G$. Оказывается, что массы С. г., определяемые по теореме вириала, заметно превышают значения «видимой массы», определяемой суммированием масс отдельных галактик, к-рые оцениваются по *масса — светимость зависимости*. Т. о. возникает вопрос (до сих пор не решённый) о *скрытой массе*.

Время динамич. релаксации скопления вследствие попарного гравитационного взаимодействия галактик и динамического трения близко к космо-

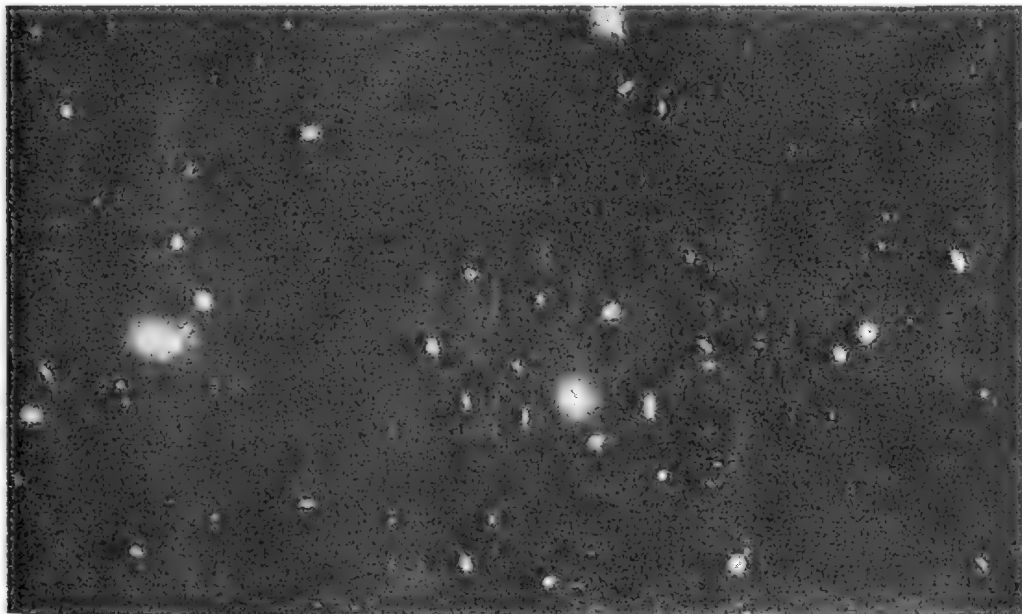


Рис. 1. Центральная часть скопления галактик Кома в созвездии Волосы Вероники. Фотография получена на четырёхметровом телескопе обсерватории Китт-Пик.

гическому и может превышать его В этих условиях трудно ожидать *Максвелла* распределения галактик по скоростям Однако в 1976 г англ астроном Д Линден Белл указал на возможность «быстрой» (violent) релаксации скопления звезд или галактик за счет быстрых изменений *гравитационного потенциала* на стадии сжатия системы (в ходе ее образования) Этот механизм может обеспечить релаксацию системы за время порядка неск времен пролета галактики через скопление

Составлены каталоги С г Наиболее известен каталог Дж Эйбелла (США), в него вошли богатые скопления, удовлетворяющие следующим критериям скопление содержит по меньшей мере 50 галактик в диапазоне видимых звездных

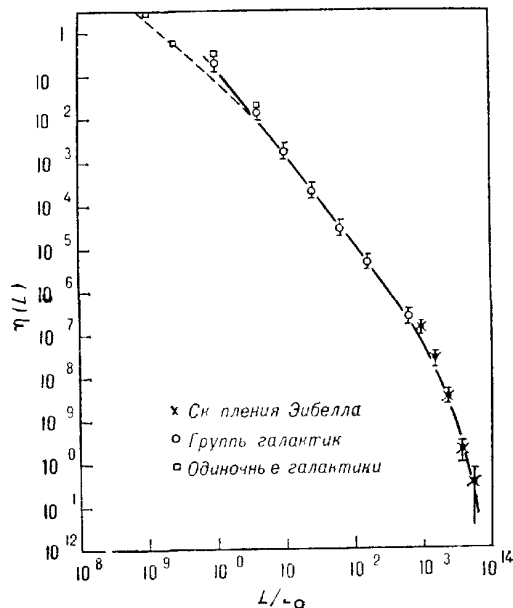


Рис 2 Функция светимости $\eta(L)$ групп и скоплений галактик (число групп и скоплений в Мпк^3 в интервале оптических светимостей от L до $L + \Delta L$, где $\Delta L = 10^{12} L_0$) $\eta(L)$ хорошо аппроксимируется простой формулой $\eta(L) = 1,6 \cdot 10^{-7} (L/L_0)^{-2} \exp(-L/L_0)$ (сплошная кривая)

величин от m_3 до $m_3 + 2$, где m_3 — видимая звездная величина третьей по яркости галактики в скоплении, больше 50 галактик должно содержаться в зоне радиусом $3h_0^{-1}$ Мпк, красные смещения $0,02 < z < 0,2$, т е расстояние до С г $D < cH_0 z_{\text{макс}} \approx 1200 h_0^{-1}$ Мпк Каталог охватывает не все небо он

насчитывает 2712 таких С г, а на всем небе при $z \lesssim 0,2$ их должно быть ок 4000 Концентрация таких С г во Вселенной $N_c = 6 \cdot 10^7 h_0^3$ скоплений/ Мпк^3 , а ср расстояние между их центрами $\sim N_c^{-1/3} \approx 120 h_0^{-1}$ Мпк Другие хорошо известные каталоги используют в основном морфологич критерий отбора и классификации Напр, в каталоге швейц астронома Ф Цвикки ок 7000 скоплений, классифицированных по степени компактности на открытые, умеренно компактные и компактные Л П Бауц и У Морган (США) в основу своей классификации положили наличие или отсутствие доминирующей массивной центральной галактики обычно являющейся мощным радиоисточником

С г из каталога Эйбелла явл самыми богатыми представителями широчайшего класса групп и скоплений галактик В этот класс входят группы, содержащие от нескольких до многих десятков галактик, а также скопления, содержащие сотни и тысячи галактик Переход от групп к скоплениям непрерывен, этот факт наглядно демонстрирует построенная амер астрономом П Шехтером функция светимости систем галактик $\eta(L)$ (рис 2) В области малых светимостей $\eta(L)$ систем галактик непрерывно переходит в функцию светимости ярких галактик

Согласно Эйбеллу, С г по их структуре можно разделить на регулярные и иррегулярные Первые симметричны и характеризуются сильной концентрацией галактик к центру скопления Типичным представителем этого типа явл С г в созвездии Волосы Вероники (Кома), находящееся на расстоянии ок. 100 Мпк и содержащее более $3 \cdot 10^4$ галактик с абс фотографич величиной $M_{pg} \leq -16^m$ Большинство галактик в плотных центральных частях регулярных скоплений составляют эллиптич. галактики Иррегулярные же представляют собой более диффузные и асимметричные конгломераты галактик Иррегулярным С г явл ближайшее к нам богатое скопление в созвездии Девы, расстояние до него равно $20 h_0^{-1}$ Мпк В иррегулярных С г имеется достаточно много и спиральных галактик

В центре богатых С г обычно находится массивная эллиптич галактика, содержащая от 1 до 10% всей массы скопления Так, напр, масса галактики

М 87 в центре скопления в Деве превышает $10^{13} M_{\odot}$. Эти галактики часто являлись мощными радиогалактиками. Их гравитационный потенциал (в пределах галактики) сравним с гравитационным потенциалом всего скопления. Массы таких галактик растут за счет «канибализма» галактик — поглощения ими пролетающих сквозь них или разрушаемых приливным воздействием при близких пролетах галактик меньшей массы.

2. Рентгеновские наблюдения. Горячий межгалактический газ в скоплениях галактик

Рентгеновские наблюдения со спутников «Ухуру» (США) и «Ариэль» (Великобритания) показали, что практически все богатые СГ являлись мощными рентгеновскими источниками.

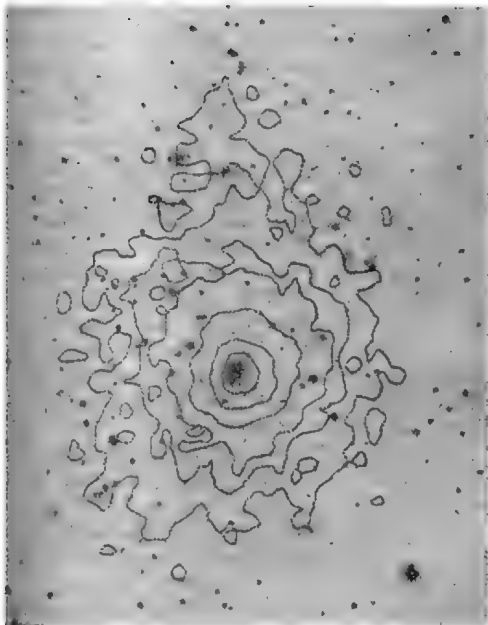


Рис. 3. Распределение яркости рентгеновского излучения межгалактического газа в скоплении галактик М 85, полученное рентгеновским телескопом обсерватории им. Эйштейна. Рентгеновские изофоты наложены на оптическое изображение скопления.

точниками со светимостями $\sim 10^{42} - 10^{44}$ эрг/с. Рентгеновское излучение скоплений (рис. 3) интерпретируется как тормозное и рекомбинационное излучение (см. *Тормозное излучение, Рекомбинация*) горячего межгалактического газа (МГ) с плотностью, превышающей 10^{-3} см $^{-3}$, и температурой $(3-10) \cdot 10^7$ К. Это подтверждается наблюдениями ряда СГ в жест-

ком рентгеновском диапазоне, к-рые обнаруживают экспоненциальный завал спектра (ослабление излучения) при энергиях фотонов $h\nu \gtrsim 5-10$ кэВ, характерный для тормозного излучения облака разреженной плазмы. Еще более важным подтверждением такой интерпретации явилось обнаружение (при наблюдениях со спутников «ОСО 8», США, «Ариэль», «ХЕАО А», США) в спектрах скоплений в Деве, Кентавре и скоплении Комы рентгеновских линий железа с $h\nu \approx 6-7$ кэВ (рис. 4 а). Линии излучаются водородо- и гелиеподобными ионами железа, т.е. ионами, имеющими ядро с зарядом 26 и один или два электрона. Именно эти линии характерны для горячей оптически тонкой плазмы с электронной температурой $T_e \approx (3-10) \cdot 10^7$ К. Наблюдаемая эквивалентная ширина спектральных линий ≈ 0.5 кэВ, что свидетельствует об обилии железа, близком к солнечному. В СГ в созвездии Девы наблюдаются линии водородоподобных ионов кремния серы, литиеподобного железа и т.п. (рис. 4, б).

Газ не может иметь температуру T_e , намного превышающую $m_p \sigma_v^2 / 6k$ (m_p — масса протона), в противном случае он практически не «чувствовал» бы гравитационный потенциал скопления и расширялся, истекая из него со скоростью звука $a_{\text{зв}} = (10kT_e / 3m_p)^{1/2}$. Если температура была бы много меньше этой величины, газ скапливался бы в центре потенциальной ямы, уплотнялся и сравнительно быстро остывал вследствие потерь энергии на излучение. Температура МГ близка к величине $m_p \sigma_v^2 / 6k$. Отсюда следует, что галактики движутся в МГ со скоростями, близкими к звуковой.

Температура и высота изотермической однородной атмосферы МГ порядка характерного размера скоплений. Газ заполняет все СГ и должен быть сравнительно однородным. Это утверждение верно для богатых СГ, где гравитационный потенциал скопления как целого в его центральной части превышает гравитационный потенциал любой из галактик. В нерегулярных скоплениях типа скопления в Деве гравитационный потенциал доминирующей галактики (М 87) может существенно влиять на распределение и температуру МГ.

Горячий газ обладает высокой электронной теплопроводностью и в отсутствие хаотич. мелкомасштабного магн.

поля должен быть изотермическим. Магн. поле с $B \sim 10^{-7}$ Гс и характерным масштабом порядка размера галактик может резко уменьшить электронную теплопроводность. Поэтому рас-

считываются адиабатич. модели распределения газа в скоплениях.

Время радиац. охлаждения газа превышает космологическое. Время охлаждения газа из-за комптонизации реликтового излучения при малых красных смещениях, $z < 5-8$, также намного превышает космологическое (см. *Комптовское рассеяние*). Радиац. охлаждение может быть заметным лишь в центральных областях С. г. Тщательные исследования центральных областей, богатых С. г., с орбитальной рентг. обсерватории им. Эйнштейна (США) выявили ряд С. г., где газ успевает охладиться за время меньше космологического и стекается к центру, формируя т. н. течение охлаждения. Охлаждающийся газ поступает в центральную доминирующую галактику в темпе до $100 M_{\odot}$ в год, подпитывая процесс звездообразования в ней и снабжая веществом её ядро, что может приводить к усилению активности ядра.

Масса МГ составляет ок. 10% вириальной массы С. г., то есть его обнаружение не привело к разрешению проблемы скрытой массы. Масса газа, вероятно, того же порядка, что и «видимая» масса, заключённая в галактиках. Этот факт позволяет многим астрофизикам считать, что газ образовался в результате потери массы галактиками. С другой стороны, МГ может быть догалактич. газом, разогретым ударной волной, образующейся при сжатии протоскопления галактик.

Хим. состав МГ в С. г. близок к солнечному (об этом свидетельствуют наблюдения рентг. линий железа) и сильно отличается от первичного (дозвёздного). Модель горячей Вселенной предсказывает 25% обилия (по массе) гелия, 75% водорода и отсутствие более тяжёлых элементов. Эти данные можно согласовать с моделью разогрева при сжатии протоскопления, лишь предполагая, что: а) газ был впоследствии обогащён тяжёлыми элементами — продуктами нуклеосинтеза в звёздах галактик; б) уже первые (догалактические) звёзды обогатили первичное вещество тяжёлыми элементами ещё до образования С. г. До сих пор неясно, какое из предположений верно. В связи с вариантом а) отметим, что межзвёздный газ может выметаться из галактик, движущихся со скоростями 1000 км/с, динамическим давлением МГ. Поэтому газ из планетарных туманностей,

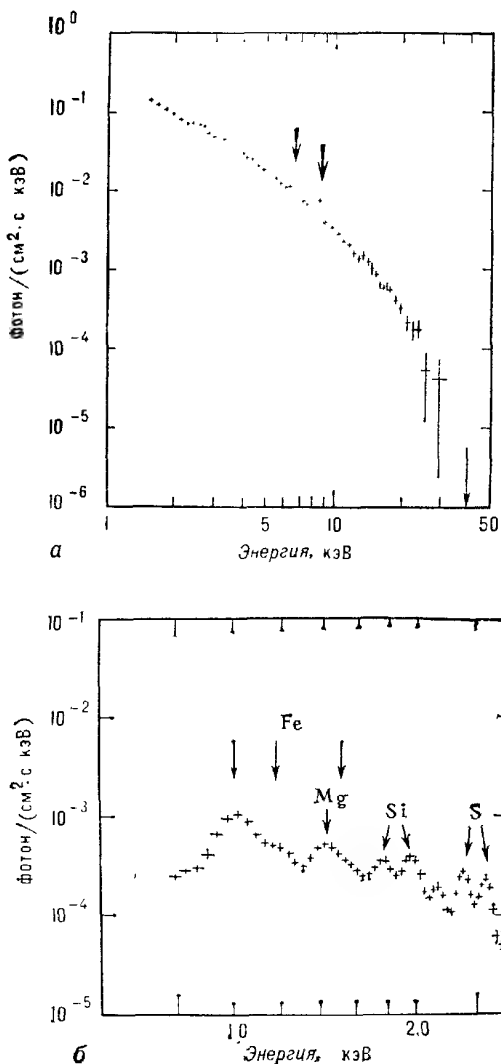


Рис. 4. Спектр рентгеновского излучения горячей межгалактического газа. а — спектр скопления галактик в созвездии Персей. Наблюдения со спутника «ХЕАО-А». Виден характерный для тормозного излучения горячей плазмы экспоненциальный завал спектра при $h\nu > kT_e = 6,5 \text{ кэВ}$. Спектральные детали с $h\nu \approx 7 \text{ кэВ}$ — излучение водородо- и гелие-подобных ионов железа в резонансных линиях (отмечены короткими стрелками). б — спектр центральной части скопления галактик в созвездии Девы. Видны линии водородо- и гелие-подобных ионов серы, кремния и магния, а также линии, соответствующие переходам в L-оболочке различных ионов железа.

звёздный ветер и т. д. непрерывно поступают в межгалактич. среду и обогащают её тяжёлыми элементами. В этом варианте надо предполагать, что масса вторичного вещества (истекшего из галактик) того же порядка, что и масса первичного, разогретого ударной волной.

Механизмов нагрева газа, попавшего к.-л. образом в пространство между галактиками, много: диссипация энергии звуковых волн и ударных волн, возникающих при движении галактик, выбросы облаков релятивистских частиц из ядер галактик, потери энергии субкосмич. лучей (энергии меньше 1 ГэВ) и плазменных волн и т. п. Т. о., истечение газа из галактик на стадии, когда галактики в скоплении были молодыми и активными, и последующий или одновременный разогрев его вполне могут объяснить наблюдаемую картину.

Нагрев МГ может обеспечиваться также ударными волнами, образующимися при взрывах сверхновых звёзд в галактиках. В этом случае избыток поступающей энергии может приводить к повышению темп-ры газа и его расширению, потере массы в виде межгалактич. ветра. Ряд авторов, наоборот, рассматривают аккрецию скоплениями первичного вещества из межгалактич. среды. Этот вариант встречается с теми же трудностями, что и предположение а).

В принципе, в С. г. наряду с горячим может находиться и более холодный ($T \sim 10^5 - 10^6$ К) газ. Имея то же давление, что и горячий газ, облака холодного газа должны иметь более высокую плотность и скорости порядка σ_v . В противном случае они упали бы в центральную часть скопления.

3. Радиоизлучение скоплений

Интересную информацию о МГ в С. г. дали радионаблюдения в метровом диапазоне длин волн. Они показали наличие в С. г. радиоисточников неправильной формы, обладающих компактной «головой» и длинным «хвостом». Эти данные легко интерпретируются, если предположить, что радиоисточник — облако релятивистских электронов, излучающих синхротронным механизмом в магн. поле (см. *Синхротронное излучение*), движется относительно МГ. Наличие скорости приводит к тому, что лобовое давление сжимает радиоисточник с одной стороны («голова»),

а уменьшение давления с другой стороны приводит к образованию протяжённого «хвоста». В центральной части богатых С. г. часто находятся мощные радиогалактики, излучение к-рых особенно интенсивно в метровом диапазоне длин волн. В сантиметровом диапазоне излучение радиогалактик очень слабо. Здесь, однако, может проявиться себя излучение компактных радиоисточников в ядрах галактик.

4. Взаимодействие микроволнового фонового излучения с горячим межгалактическим газом

Вселенную заполняет микроволновое фоновое излучение. В каждом кубич. сантиметре пространства находится ок. 500 фотонов. Это излучение имеет спектр, близкий к спектру излучения абсолютно чёрного тела с темп-рой $T_r \approx \approx 3$ К. Микроволновой фон характеризуется высочайшей степенью изотропии во всех угловых масштабах, $\Delta T_r / T_r \leq 10^{-3}$. Именно это обстоятельство и позволяет искать рассматриваемые ниже отклонения интенсивности фона от среднего её значения в направлениях на С. г.

Изменение яркости фона в направлении на скопление. Как показали в 1972 г. Я. Б. Зельдович и Р. А. Сюняев, наличие горячего газа в С. г. изменяет интенсивность микроволнового фона в направлениях на С. г.: в сантиметровой области спектра она уменьшается, а в субмиллиметровой возрастает, превращая скопления в специфич. источники излучения. Остановимся на этом эффекте более подробно. С. г. из-за наличия в них горячего МГ можно рассматривать как облака высокотемпературной плазмы с заметной оптической толщой τ_T по томсоновскому рассеянию. Часть фотонов микроволнового фона, приходящих к нам из направления на С. г., испытывает в нём одно рассеяние на горячих электронах. Если бы рассеяние происходило без изменения частоты, оно не оставляло бы никаких следов на фоновом излучении вследствие высокой изотропии поля излучения, т. к. в результате рассеяния в данное направление попадает ровно столько же фотонов, сколько выбывает из него. В действительности, при рассеянии на горячих электронах из-за эффекта Доплера меняются частоты фотонов. Как показывает расчёт, в результате рассея-

ния фотоны (с $h\nu \ll kT_e$) в среднем увеличивают свою энергию: $\Delta\nu/\nu = 4kT_e/m_e c^2$ (см. Комptonизация). Из рис. 5 видно, как влияет однократное рассеяние на электронах на излучение с планковским спектром. Спектр «сдвигается» в сторону меньших длин волн. В рэлей-джинсовской области спектра ($h\nu \ll kT_r$) интенсивность излучения и его яркостная температура понижаются, а в вишневской ($h\nu \gg kT_r$) увеличиваются. Т. о., в направлении на скопление эффективная темп-ра реликтового

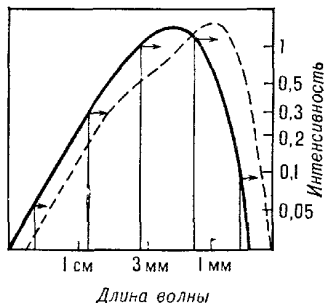


Рис. 5. Изменение спектра чернотельного излучения с $T_r < T_e$ в результате однократного рассеяния фотонов на максвелловских электронах.

излучения должна отличаться от средней. Наблюдаемый эффект, очевидно, пропорционален доле фотонов, испытавших рассеяние в облаке (т. е. оптической толще τ_T).

В рэлей-джинсовской области $\Delta T_r/T_r = -(2kT_e/m_e c^2)\tau_T$ и эффект не зависит от длины волн. В сантиметровом диапазоне длин волн в направлении на облако горячего газа должно наблюдаться понижение яркостной темп-ры реликтового излучения. Этот эффект наблюдался рядом радиоастрономов. Ситуация с понижением яркости излучения в направлении на С. г. несколько парадоксальна. Электроны «горячее» излучения. Если бы мы имели дело с поглощением и испусканием излучения (а не с рассеянием), интенсивность в любой части спектра, в т. ч. и в рэлей-джинсовской, могла бы лишь увеличиваться.

В вишневской области спектра интенсивность фона в направлениях на скопления возрастает, и они превращаются в мощные источники субмиллиметрового излучения. В этой области эффект сильно зависит от длины волн.

Даже при $\tau_T = 1/20$ облако должно рассеивать неск. процентов излучения галактик, входящих в скопление, и проявить себя как диффузный источник излучения во всех спектр. диапазонах

(в частности, в оптическом). Из-за эффекта Доплера в рассеянном свете должны отсутствовать узкие спектр. линии. Рассеянное излучение должно быть сильно поляризовано (степень поляризации от $1/3$ до $2/3$).

Скопления как источники субмиллиметрового излучения. Изменение интенсивности микроволнового фона в направлении на скопление можно трактовать как наличие протяжённого источника излучения, имеющего специфич. спектр. Этот спектр приведён на рис. 6. В субмиллиметровом диапазоне С. г. оказываются мощными источниками излучения, а в сантиметровом и миллиметровом диапазонах они проявляют себя как «отрицательные источники». Поток излучения из единицы телесного угла в направлении на С. г. не зависит от красного смещения z , от z зависят лишь угловые размеры С. г. и интегральный поток излучения. Светимости С. г. быстро нарастают с z [как $(1+z)^4$]. С. г. должны проявлять себя при $z \approx 2-3$ как одни из самых мощных источников субмиллиметрового излучения во Вселенной, сравнимых по светимости с квазарами. Главные отличия — отсутствие пере-

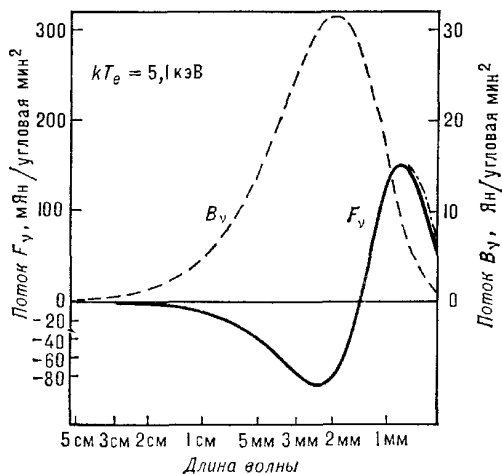


Рис. 6. Спектр микроволнового излучения скоплений галактик с горячим межгалактическим газом: $F_\nu = J_\nu - B_\nu$, где J_ν — поток излучения в данном направлении, B_ν — поток излучения абсолютно чёрного тела с $T = 2,7$ К. Кривая рассчитана для оптической толщ скопления $\tau_T = 0,1$. Спектр B_ν приведён в другом масштабе (штриховая кривая). При $\lambda < 1,5$ мм скопление представляет собой яркий источник, а на более длинных волнах оно понижает яркость микроволнового фона, что можно трактовать как появление «отрицательного источника».

менности и большие угловые размеры, а также уникальность предсказываемого спектра.

5. Космологическое значение радио- и рентгеновских наблюдений скоплений галактик

Радионаблюдения изменения яркости фона в направлениях на С. г. доказывают космологич. природу микроволнового фона: поскольку эффект наблюдается на скоплениях с красным смещением z_0 , то ясно, что фон возник при $z > z_0$. Эффект уже наблюдался на скоплениях с $z_0 = 0,54$.

Измерение абсолютного размера скопления. Проиллюстрируем возможность такого измерения на простейшем примере сферически-симметричного однородного изотермич. облака газа. Поверхностная яркость рентг. излучения облака в направлении на его центр равна:

$$I_\nu = 2AN_e^2 T_e^{-1/2} \exp\{-h\nu/kT_e\} Rg(\nu, T_e),$$

где $A = 5,44 \cdot 10^{-39} \text{ эрг} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{К}^{1/2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Гц}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$; R — радиус облака, g — фактор Гаута, N_e — концентрация электронов. Понижение яркостной темп-ры фонового радиоизлучения в том же направлении равно:

$$\Delta T_r/T_r = -\frac{4kT_e}{mc^2} \sigma_T N_e R.$$

Из наблюдений на неск. частотах в рентг. диапазоне можно определить kT_e . В результате остаются два ур-ния с двумя неизвестными, N_e и R . Зная I_ν и $\Delta T_r/T_r$, можно найти R — размер реального С. г. Детальные рентг. наблюдения и радионаблюдения С. г. позволяют однозначно определить закон распределения $N_e(r)$, $T_e(r)$ и эффективный линейный размер R (на данном угловом расстоянии от центра). Единственным условием явл. требование сферич. симметрии скопления. Знание R даёт возможность рассматривать каждое скопление как «стержень» известной длины, столь необходимый для космологии. Зная размер облака, плотность газа и его темп-ру T_e , нетрудно рассчитать и рентг. светимость скопления. В результате каждое из скоплений становится «свечой» с известной светимостью.

Возможность определения постоянной Хаббла. Зная линейный размер скопления R и его угловой размер θ , можно

определить расстояние до скопления $D = R/\theta$. Зная расстояние и измеряя красное смещение линий в спектрах галактик скопления (т. е. скорость удаления скопления $v_{0R} = cz = c\Delta\lambda/\lambda$), можно определить постоянную Хаббла: $H_0 = v_{0R}/D$.

Возможность определения пекулярных скоростей скоплений. Микроволновое фоновое излучение может играть роль «нового эфира». Действительно,

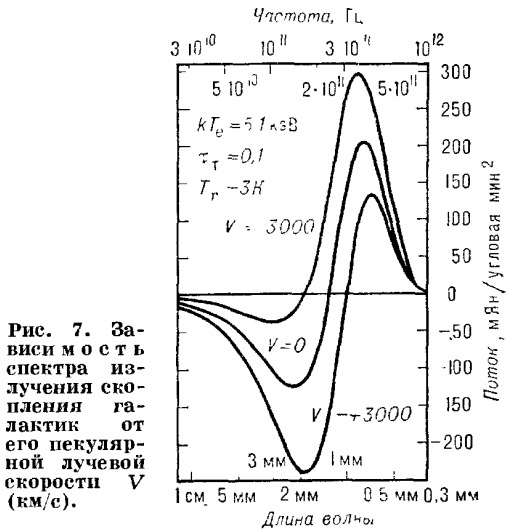


Рис. 7. Зависимость спектра излучения скопления галактик от его пекулярной скорости V (км/с).

оно изотропно лишь в одной системе координат. Такая система существует в каждой точке Вселенной. Скорость движения тела относительно этой системы координат наз. пекулярной скоростью. Спектр миллиметрового и субмиллиметрового излучения скопления (возникающего из-за взаимодействия электронов МГ с фоновым излучением) зависит от пекулярной скорости скопления (рис. 7). Т. о., имеется возможность привязки всех богатых С. г. к системе координат, связанной с фоновым излучением. Наблюдения показывают, что С. г. А 2218 с $z = 0,17$, в силу расширения Вселенной, удаляется от нас со скоростью 51 000 км/с. В то же время его пекулярная скорость не превышает 5000 км/с, т. е. скопление практически покоится относительно системы координат, в к-рой излучение изотропно.

Лит.: Зельдович Я. Б., Сюняев Р. А., Межгалактический газ в скоплениях галактик, микроволновое фоновое излучение и космология, в кн.: *Астрофизика и космическая физика*, М., 1982; Bahcall N. A., *Clusters of galaxies*, «Annual review of Astronomy and Astrophysics», 1977, v. 15, p. 505.
Р. А. Сюняев,

СКОПЛЕНИЯ ЗВЁЗД — см. *Звездные скопления*.

СКОРОСТЬ СВЕТА (c) — скорость распространения эл.-магн. волн в вакууме.

Первые вопросы о конечности скорости распространения света были поставлены Г. Галилеем в 1638 г. Первое определение c было сделано дат. астрономом О. Рёмером в 1676 г. по запаздыванию затмений спутников Юпитера, обусловленному орбитальным движением Земли. В лабораторных условиях измерить c удалось впервые франц. учёному А. Физо в 1849 г. с помощью механич. модуляции светового потока. Одно из самых точных измерений c в 19 в. было сделано амер. физиком А. Майкельсоном. Он обнаружил также, что c не зависит от скорости источника света (1881 г.). С 50-х гг. 20 в. методика измерений c основывалась на достижениях техники сверхвысоких частот (К. Фрум, Великобритания, 1958 г.) и на достижениях лазерной техники. Самые точные методы основаны на независимом определении длины электромагнитной волны и её частоты с использованием эталонов единиц длины и времени.

В 1964 г. 12-я Генеральная ассамблея Международного астрономич. союза (МАС) в качестве астрономич. постоянной утвердила значение $c = 299792,5 \pm \pm 0,4$ км/с. Это значение использовалось при вычислении астрономич. эфемерид, а также для радиолокац. определения астрономической единицы. Состоявшаяся в 1979 г. 17-я Генеральная ассамблея МАС рекомендовала с 1 января 1984 г. пользоваться новым, более точным значением: $c = 299\,792\,458 \pm 1,2$ м/с.

c явл. не только одной из главных астрономич. постоянных, но и принадлежит к фундаментальным физ. постоянным. Она определяет предельную скорость, с к-рой может передаваться физ. взаимодействие. Объединение принципа относительности с конечностью скорости распространения физ. взаимодействий привело к созданию А. Эйнштейном в 1905 г. спец. теории относительности (СТО).

Согласно СТО, тело, обладающее *массой покоя*, $m_0 \neq 0$, не может двигаться со скоростью $v \geq c$.

Масса движущегося тела m увеличивается при возрастании скорости:

$$m = m_0 / \sqrt{1 - (v/c)^2}.$$

Собственное время Δt_0 движущегося тела меньше соответствующего промежутка времени Δt в системе отсчёта, относительно к-рой рассматривается движение тела: $\Delta t_0 = \Delta t \sqrt{1 - (v/c)^2}$.

Длина движущегося тела в системе отсчёта покоящегося наблюдателя сокращается: $l = l_0 \sqrt{1 - (v/c)^2}$. Изменение массы частиц при релятивистских скоростях движения в ускорителях надёжно установлено. Замедление времени измерено по увеличению времени полураспада нестабильных частиц, движущихся с ультрарелятивистскими скоростями. Недавно в экспериментах было косвенно проверено сокращение длины движущихся тел, величина к-рого находится в хорошем согласии с предсказаниями СТО.

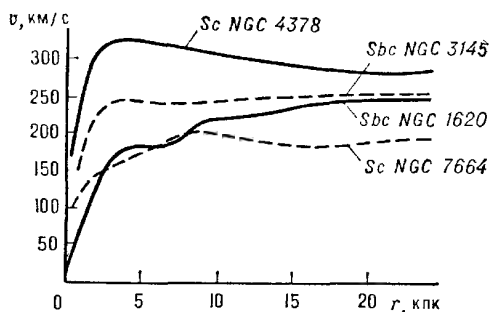
Со c могут двигаться только частицы с $m_0 = 0$, напр. фотоны. Вывод, что масса фотона $m_\phi = 0$, явл. обобщением большого количества экспериментальных данных. Результат каждого конкретного эксперимента обладает нек-рой случайной погрешностью и поэтому даёт лишь верхний предел для m_ϕ . Согласно данным экспериментов (1971 г.), выполненных в земных условиях, $m_\phi \leq 4 \cdot 10^{-48}$ г. Из анализа астрономич. данных (баланса давления эл.-магн. поля при учёте ненулевой массы покоя фотона и давления газа в Магеллановых Облаках) Г. В. Чибисовым (в 1976 г.) было получено более строгое ограничение: $m_\phi \leq 3 \cdot 10^{-60}$ г. Если к.-л. эксперимент позволит показать, что $m_\phi \lesssim 10^{-65}$ г, то отличие массы покоя фотона от нуля практически никак не будет проявляться. При столь малой массе *комптоновская длина волны* фотона $\lambda_\phi = h/cm_\phi \approx 10^{28}$ см, т. е. превышает совр. горизонт Вселенной.

Лит.: Филонович С. Р., Самая большая скорость, М., 1983; Зельдович Я. В., Новиков И. Д., Релятивистская астрофизика, М., 1967; Фрум К., Эссен Л., Скорость света и радиоволн, пер. с англ., М., 1973. М. В. Сажин.

СКРЫТАЯ МАССА — невидимое вещество, существование к-рого предполагается во внеш. частях (коронах) многих галактик, а также в группах и скоплениях галактик. Распределение массы отдельных стационарных галактик по радиусу определяется из экспериментально найденных кривых дифференциального вращения галактик с помощью соотношения:

$$M(r) = rv^2(r)/G,$$

где $M(r)$ — масса внутри сферич. объёма радиусом r , $v(r)$ — скорость вращения на расстоянии r от центра, G — постоянная тяготения (предполагается сферически-симметричное распределение вещества в галактике). Если осн. масса сосредоточена в объёме с радиусом r , то за пределами этого объёма $v \sim r^{-1/2}$. Кривые вращения нек-рых галактик, приведённые на рис., показывают, что скорость вращения $v(r)$ убывает с увеличением радиуса (но медленнее, чем по закону $r^{-1/2}$) лишь для Sc-галактики NGC 4378. Для трёх других галактик скорость $v(r)$ прикл. постоянна вплоть



Зависимость скорости v дифференциального вращения галактик от расстояния r до центра вращения.

до весьма больших значений $r \sim 20$ —25 кпк. Кривые за пределами оптического видимого диска этих галактик получены по радионаблюдениям. Аналогичные данные получены из анализа движения спутников галактик. Эти результаты не согласуются с быстрым убыванием плотности светящегося вещества к периферии галактик и рассматриваются как указание на существование невидимой короны у галактик, в к-рой содержится значит. масса вещества. В пользу существования таких корон свидетельствуют также нек-рые косвенные теоретич. аргументы (устойчивость видимой структуры спиральных галактик и др.). В то же время анализ многих двойных галактик не подтверждает существования корон галактик. Вероятно, массивность короны зависит от типа галактики, её расположения, от св-в окружающих её галактик и др. факторов (этот вопрос всё ещё не решён).

При изучении скоплений галактик используют понятия видимой массы скопления M_L и динамической (вириальной) массы M_V . Видимая масса определяется по светимости отдельных

галактик и по соотношению масса — светимость для галактик. Динамич. масса вычисляется по измерениям дисперсии скоростей галактик в скоплении с помощью *вириала теоремы* (в предположении стационарности скопления). Для большинства скоплений галактик динамич. масса, согласно оценкам, в десятки раз превосходит видимую массу (в группах галактик ситуация менее определённая). Существование рентг. излучения скоплений позволяет определить темп-ру горячего газа в скоплениях и подтвердить оценку динамич. массы скоплений.

С. м. может частично принадлежать невидимым с Земли маломассивным звёздам низкой светимости, собранным, возможно, в звёздные скопления. Вероятнее всего, С. м. обусловлена присутствием в галактиках и скоплениях галактик большого числа элементарных частиц, обладающих массой покоя и взаимодействующих между собой и с видимым веществом практически лишь гравитационно. Такими частицами являются, возможно, *нейтрино*. Если нейтрино действительно обладают малой массой покоя, то при огромном их числе во Вселенной масса, приходящаяся на долю нейтрино, может значительно превышать массу видимого вещества. В этих условиях не только наличие у галактик С. м., но и сам процесс образования галактик и их скоплений оказывается связанным с распределением нейтрино во Вселенной (см. *Космология*).

А. Г. Дорошкевич.

СОЛНЕЧНАЯ КОРОНА — самая внешняя часть солнечной атмосферы. Она прослеживается фактически от края солнечного диска (лимба) до расстояний в десятки $R_\odot$ и постепенно рассеивается в межпланетном пространстве. Яркость короны очень мала (ок. 10^{-6} яркости фотосферы) и резко (в 10^3 раз на расстоянии $\approx 2R_\odot$) падает при удалении от лимба. Поэтому излучение короны, обычно теряющееся в рассеянном свете неба близ Солнца (в т. н. околосолнечном ореоле, рис. 1), может регистрироваться либо во время полных солнечных затмений, либо вне затмений при помощи спец. внезатменных коронографов, устанавливаемых высоко в горах, где яркость ореола ничтожна. При наблюдениях из космоса С. к. можно исследовать непосредственно на диске Солнца в рентг. области спектра, где излучение фотосферы отсутствует.

В излучении С. к. можно выделить следующие компоненты. 1) *L-к о р о н а*: запрещенные спектральные линии высокоионизованных атомов $\text{FeX} - \text{FeXIV}$, $\text{NiXII} - \text{NiXVI}$, $\text{CaXII} - \text{CaXV}$; самыми яркими линиями являются: зелёная линия Fe XIV с $\lambda = 5303 \text{ \AA}$,

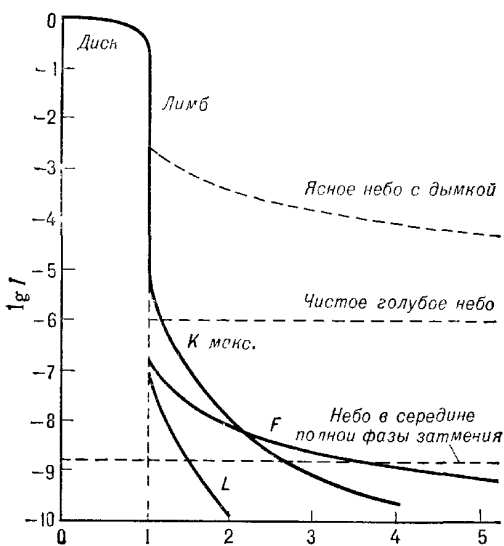


Рис. 1. Сравнение интенсивности излучения различных компонентов (K , L , F) солнечной короны с яркостью неба близ Солнца вне и во время затмения. По оси абсцисс отложено расстояние от центра Солнца в $R_{\odot}$, по оси ординат — логарифмы интенсивности излучения в относительных единицах.

красная линия FeX с $\lambda = 6374 \text{ \AA}$. Линии наблюдаются только во внутренней короне, до $0,5 R_{\odot}$ от лимба (при затмении — до $1 R_{\odot}$). Поскольку энергия, излучаемая в линии, сконцентрирована в интервале длин волн $\sim 1 \text{ \AA}$, интенсивность в центрах корональных линий примерно в 1000 раз больше интенсивности непрерывного спектра короны. 2) *K-к о р о н а*: непрерывное излучение — рассеянный на свободных электронах короны свет фотосферы. При рассеянии излучение поляризуется, степень поляризации достигает 40–50%. Линии поглощения спектра фотосферы в K -короне оказываются абсолютно размытыми вследствие того, что при рассеянии на быстрых электронах частота фотонов изменяется из-за Доплера эффекта. 3) *F-к о р о н а*: непрерывное излучение с линиями поглощения, появление которого связано с дифракцией солнечного излучения на пылевых час-

тицах, находящихся между Солнцем и орбитой Земли. Тепловое излучение самой пыли, переизлучающей поглощённую солнечную энергию, проявляется в повышении яркости при $\lambda = 2,2 \text{ мкм}$ на расстоянии 4–10 $R_{\odot}$ близ экваториальной плоскости (локальная F -корона). Эта часть с С. к. физически не связана. Изучены также генерирующиеся в короне непрерывное радиоизлучение в метровом диапазоне длин волн (см. *Радиоизлучение Солнца*) и многочисл. разрешённые линии высокоионизованных атомов в области спектра $\lambda < 400 \text{ \AA}$.

Корона представляет собой область, заполненную разреженной плазмой с температурой $T \approx 2 \cdot 10^6 \text{ К}$. О причинах, обуславливающих более высокое значение температур короны по сравнению с хромосферой и фотосферой, см. в ст. *Солнце*. Уточнение оценки температур С. к. проводится рядом независимых методов: по анализу состояния ионизации коронального газа, по ширинам линий, по характеру спада плотности с высотой, по рентг. и радиоизлучению. Особо следует отметить, что кроме запрещённых линий типа наблюдавшихся ранее в видимой области, в диапазоне 400–10 $\text{\AA}$ попадают многочисл. разрешённые линии (рис. 2) ионов в основном с 1–3 электронами над заполненной оболочкой. По этим линиям определяют значения температур в различных областях короны. Для ряда ионов в мягкой рентг. области наблюдаются все переходы с ближайших верхних уровней энергии на основной, т. н. резонансная, спутанная и сильно запрещённая линии. Спутанная линия, возникающая в основном при диэлектронных рекомбинациях, аналогична резонансной, но излучается в присутствии ещё одного электрона на одном из верхних уровней. Одновременное наблюдение линий указанных трёх типов возможно лишь в горячей и очень разреженной плазме, и отношение их интенсивностей используется для определения физ. условий в той области С. к., где излучение генерируется.

Оценка плотности плазмы С. к. прямо вытекает из яркости K -короны. Действительно, один свободный электрон рассеивает малую долю ($0,66 \cdot 10^{-24}$) от количества излучения, падающего на площадку в 1 см^2 (см. *Томсоновское рассеяние*). Т. к. у короны яркость в 1 млн. раз меньше, чем у фотосферы, это означает, что в короне в столбике сечением 1 см^2 вдоль луча зрения находит-

ся $10^{-6}/10^{-24} = 10^{18}$ свободных электронов. Принимая для С. к. характерную протяжённость — шкалу высот $\sim 10^{10}$ см (это следует из указанного выше темпа уменьшения яркости с вы-

Солнца. В этой короне промежуточного типа (рис. 3) корональные щёточки над обоими или одним полюсом ещё сохраняются. Наконец, в период максимума активности вся С. к. оказывает-

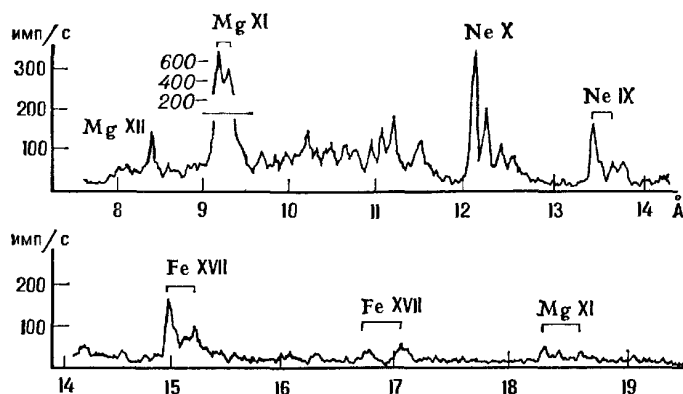
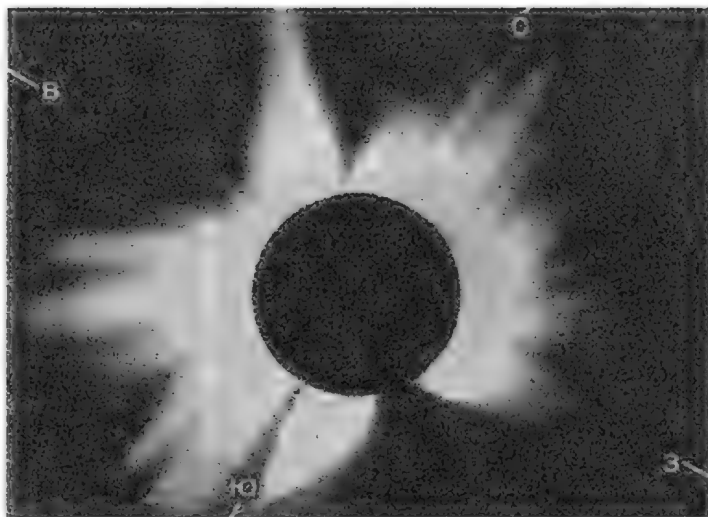


Рис. 2. Спектр Солнца, полученный 28 ноября 1970 г. на ракете «Вертикаль-1» (СССР). При довольно низкой активности Солнца впервые зарегистрированы линии 8,4 Å (Mg XII) и 9,2 Å (Mg XI). Из отношения интенсивности этих линий следует, что значение температуры в области над развитыми пятнами $\approx 4,5$ млн. К. Интенсивность определялась по числу импульсов в 1 с, регистрируемых счётчиком рентгеновских фотонов.

сотой), получаем, что в 1 см³ содержится $10^{18}/10^{10} = 10^8$ свободных электронов. В силу электронейтральности плазмы плотность ионов (в основном протонов) должна быть такой же. Над полюсами во внутр. короне при невысокой солнечной активности плотность электронов в 1,5—2 раза меньше, чем над экватором, и гораздо быстрее уменьшается с высотой.

В период минимума активности различие экваториальных и полярных областей резко выражено: осн. свечение исходит из экваториальных областей, над полюсами на сравнительно низких высотах наблюдаются тонкие лучи — т. н. корональные щёточки.

Рис. 3. Фотография солнечной короны, полученная (7 марта 1970 г.) с фильтром, сглаживающим большие различия яркости внутренней и внешней короны. Отчётливо видны шлемовидные образования (опахала), переходящие в корональные лучи.



На фотографиях Солнца в этот период корона выглядит сильно сжатой. Постепенно (через 1—2 года) над центрами активности в ср. широтах развиваются конденсации с арочной структурой — мощные корональные лучи, простирающиеся на расстояние многих радиусов

возмущённой, а её форма — близкой к сферической.

На рентг. изображениях короны отчётливо выявляются: яркие источники (размерами в неск. угловых мин) над активными областями (рис. 4), разбросанные по всему диску яркие точки размерами менее 30'', участки понижен-

ной яркости — корональные дыры. Источники над центрами активности (флоккулами, пятнами) наз. корональными конденсациями. В них плотность плазмы в неск. раз выше по сравнению со спокойной короной (на одинаковых высотах). Внутри конденса-

ций, связанных с большими группами солнечных пятен, а также при развитии любых нестационарных процессов (рождении новой группы пятен, выбросе эруптивных протуберанцев, вспыш-

Ионизованный горячий корональный газ оказывается сосредоточенным преимущественно в отдельных арках, трубках, к-рые создаются выходящими в корону магн. полями. Системы низких арок соединяют участки с противоположно направленными сильными магн. полями внутри активной области, высокие системы арок связывают протяжённые участки слабых фоновых полей. Часто в свете отдельных эмиссионных линий и в белом свете выделяются близ экватора арки, соединяющие участ-

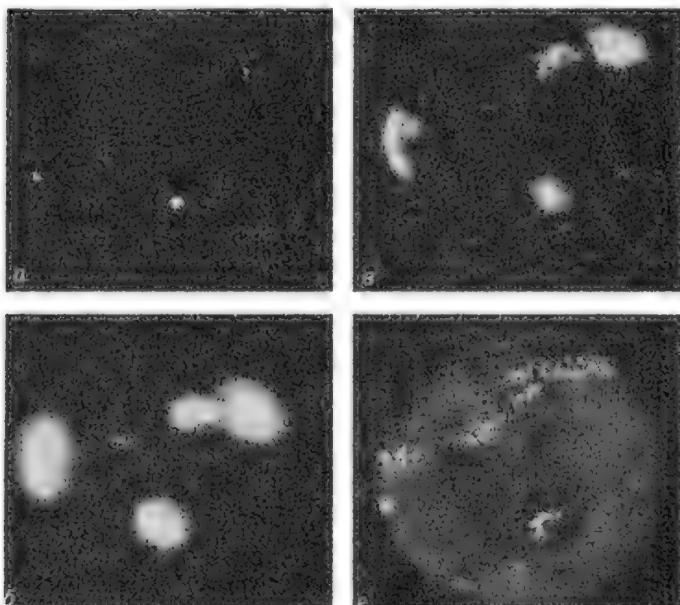


Рис. 4. Фотографии Солнца, полученные 20 мая 1966 г. с ракеты «Аэроби» (США): а — в жёстких рентгеновских лучах ($\lambda = 3 - 11 \text{ \AA}$), б — в лучах с $\lambda = 8 - 20 \text{ \AA}$, в — в мягких рентгеновских лучах ($\lambda = 27 - 40 \text{ \AA}$), г — в водородной линии H_{α} . Жёсткое излучение связано с развитыми группами пятен, мягкое — с корональными конденсациями, имеющими температуру $T \approx 2,5$ млн. К.

ках на Солнце) появляется плазма с темп-рой, превышающей ср. значение $\approx 2 \cdot 10^6 \text{ K}$. Вне вспышек лишь весьма небольшое количество вещества разогревается до $T \sim 10^7 \text{ K}$. При вспышках образуется большое корональное облако с $T = (2-3) \cdot 10^7 \text{ K}$ (иногда до 10^8 K).

ки различной полярности в разных полушариях (рис. 5). Над границами раздела полярностей фоновых магн. полей существуют системы высоких петель. Форма опухал («луковиц», рис. 3), переходящих в мощные корональные лучи, показывает, что влияние поля ска-

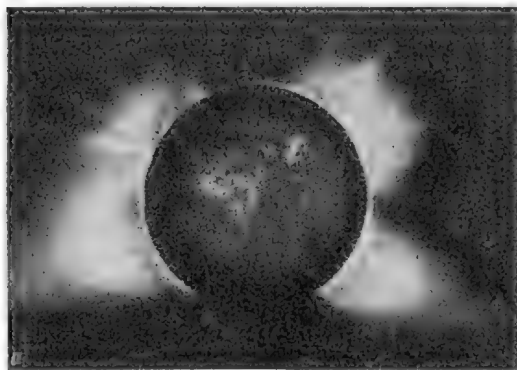
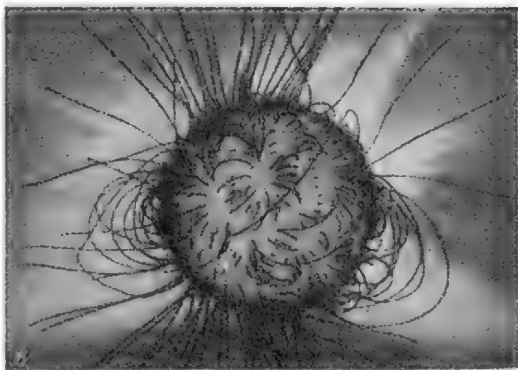


Рис. 5. а — фотография солнечной короны промежуточного типа, полученная 12 ноября 1966 г.; б — структура магнитного поля короны в то же время (чёрные линии — силовые линии магнитного поля Солнца).

Именно повышение темп-ры при одно-врем. увеличении плотности и объясняет большую яркость этих образований в рентг. диапазоне.



зывается по крайней мере до расстояний порядка неск. $R_{\odot}$.

Те участки внутр. короны, где магн. силовые линии уходят в межпланетное

пространство, лишены арочных структур. Это и есть корональные дыры, занимающие обычно полярные шапки и лишь иногда, на фазе спада 11-летних циклов, опускающиеся на низкие широты и даже пересекающие экватор.

С. к., в отличие от состоящей из отдельных струй *солнечной хромосферы*, представляется образованием, лишённым вблизи Солнца мощных крупномасштабных движений. Только иногда в конденсациях наблюдаются движения арок со скоростями ≈ 5 км/с, более мощные потоки (100—1000 км/с) связаны только со вспышками на Солнце. Но во внеш. короне число проявлений нестационарных движений возрастает: кроме потоков, обусловленных вспышками, наблюдается большое число т. н. корональных транзитов — движущихся облаков, ударных волн, связанных с эруптивными протуберанцами. На расстояниях 3—4 $R_{\odot}$ постепенно формируется поток частиц, уходящих от Солнца (*солнечный ветер*).

Для образования короны необходим нагрев коронального газа. Он может быть связан с диссипацией волн или магн. поля, торможением ускоренных электронов в короне. В петлях (закрытых магн. структурах) темп-ра плазмы определяется из баланса нагрева и радиац. потерь. Существенным оказывается процесс, при к-ром тепловой поток, направленный из вершины трубки вниз, в её основание, «испаряет» часть плотного газа, к-рый затем заполняет всю трубку. В корональных дырах, где магн. поле почти не мешает уходу частиц, энергия нагрева в основном расходуется на ускорение солнечного ветра. Плотность плазмы в дырах оказывается пониженной, и темп-ра устанавливается на уровне $\approx 1,5 \cdot 10^6$ К, определяемом балансом силы гравитации и силы, ускоряющей протоны.

Лит. см. при ст. *Солнце*. М. А. Лившиц.

СОЛНЕЧНАЯ ПОСТОЯННАЯ (S_0) — интегральный поток солнечного излучения, проходящий через единичную площадку, перпендикулярную направлению лучей, за пределами земной атмосферы и на среднем расстоянии Земли от Солнца (1 а. е.). При определении С. п. с поверхности Земли приходится вводить поправки, учитывающие *экстинкцию* (ослабление светового потока) в земной атмосфере. Чтобы уменьшить эти поправки, с середины 1960-х гг. измерения С. п. производились аппаратурой, под-

нятой на большие высоты, в частности с ракет и спутников. Согласно внеатмосферным измерениям, С. п. составляет (1367 ± 6) Вт/м², или 1,959 кал/(см²·мин). Независимые определения С. п. по данным измерений распределения энергии в спектре Солнца дают величину (1373 ± 14) Вт/м². Зная С. п., можно определить светимость Солнца $L_{\odot}$ и его ср. *эффективную температуру*. Действительно, энергия, излучаемая Солнцем по всем направлениям, проходит через поверхность сферы радиусом $r = 1$ а. е. $\approx 149,6 \cdot 10^9$ м. На каждый м² этой сферы приходится энергия $S_0 \approx 1,37 \cdot 10^3$ Вт. Следовательно, светимость Солнца $L_{\odot} = S_0 \cdot 4\pi r^2 \approx 3,84 \cdot 10^{26}$ Вт ($T_e = 5770$ К). Земля получает лишь $5 \cdot 10^{-10}$ долю излучаемой Солнцем энергии.

С. п. не явл. истинно постоянной физ. величиной. Её вариации, обусловленные гл. обр. солнечными пятнами, составляют не более сотых долей %, причём сильнее всего поток излучения меняется в рентг. и радиодиапазонах. В пределах 11-летнего цикла солнечной активности С. п. может меняться, по-видимому, не более чем на неск. десятых долей %. Для выявления вариаций С. п. необходимы длительные ряды абс. измерений с погрешностью, не превышающей 0,1 %.

Точные данные о С. п. необходимы многим смежным наукам: геофизике, климатологии, экологии; особенно важны сведения о том, как изменяется и изменялась в прошлом С. п. (напр., с 11-летним циклом солнечной активности), каковы её вековые изменения. Изменения С. п. на 0,1 % на протяжении одного года ведут к изменению глобальной температуры Земли не менее чем на 0,1 К, что уже влияет на климат (оценка сильно зависит от принятой модели атмосферы Земли). Полагают, что изменения климата Земли с характерными временами ≈ 2500 лет и 80—100 лет, по крайней мере частично, объясняются изменением С. п. Точные измерения С. п., её спектр. составляющих вне земной атмосферы и у поверхности Земли, помогут решить экологич. проблему влияния деятельности человека на климат Земли, на атмосферный слой озона (озоносферу) и т. п.

Лит.: Макарова Е. А., Харитонов А. В., Распределение энергии в спектре Солнца и солнечная постоянная, М., 1972; Поток энергии Солнца и его изменения, под ред. О. Уайта, пер. с англ., М., 1980; Кми́то А. А., Скля́ров Ю. А., Пиргелиометрия, Л., 1981. Е. А. Макарова.

СОЛНЕЧНАЯ ХРОМОСФЕРА — слой атмосферы Солнца, лежащий над *фотосферой*. На протяжении С. х., при малой по сравнению с фотосферой плотности газа, происходит постепенный переход от фотосферных темп-р $T \approx 5000$ К к более высоким, после чего следует быстрый переход к темп-ре *солнечной короны* $\sim 10^6$ К.

В С. х. выделяют три слоя: нижнюю (до 1500 км от поверхности Солнца), среднюю (1500—4000 км) и верхнюю (4000—10 000 км) С. х. Для спектра нижней С. х. характерны те же многочисленные спектр. линии, что и для спектра Солнца, но уже не в поглощении, а в излучении (эмиссия наблюдается за лимбом Солнца). Если нижняя С. х. сравнительно однородна, то уже в средней С. х., для к-рой характерно свечение небольшого числа линий Н, He, CaII, развивается сильная неоднородность. Эта неоднородность свечения С. х. вдоль лимба обусловлена тем, что излучающее вещество в средней С. х. сосредоточено в отдельных элементах (сгустках, трубках), в промежутки между к-рыми проникает высокотемпературный корональный газ. Свечение этой области в линии $H\alpha$ резко уменьшается на высоте 4000 км. На высотах 4000—10 000 км остаются лишь зарождающиеся ниже редкие изолиров. сгустки, т. н. *хромосферные спиккулы*, имеющие вид столбов. Время жизни отдельной спиккулы 2—5 мин, диаметр — 500—3000 км, скорость подъема вещества в ней — до 20 км/с. На высоте ≈ 5000 км наблюдается $\approx 3 \cdot 10^4$ спиккул над всей солнечной поверхностью, и они занимают 0,5% всей её площади.

Физ. условия в С. х. известны ещё недостаточно хорошо. На высоте ≈ 1000 км темп-ра газа ≈ 5000 К, концентрация нейтрального водорода $N_H \approx 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. В трубках средней С. х. темп-ра не превышает 15 000 К, концентрация электронов N_e уменьшается с высотой от 10^{11} до $5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$. В спиккулах $T \approx 15 000$ К, $N_e \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

В коротковолновом спектре Солнца наблюдаются линии высокоионизованных элементов, свидетельствующие о существовании на Солнце областей с темп-рами от $3 \cdot 10^4$ до 10^6 К. Эти области относятся к т. н. переходному слою между С. х. и короной, причём из-за неоднородности С. х. наиболее плотные высокотемпературные области располагаются на высотах ≈ 2000 км.

Отличит. чертой С. х., наблюдаемой на фоне диска по излучению в центре линии $H\alpha$, явл. тёмные тонкие волокна — *фибриллы*, наиболее чётко выделяющиеся близ активных областей (рис. 1). В спокойной С. х. на фоне диска видны крупные узелки (реальные размеры их составляют неск. тысяч км). При самом высоком разрешении на уровнях средней С. х. наблюдается распад крупных узелков на неск. мелких, диаметром $\sim 10^3$ км. Крупные узелки располагаются определённым образом, образуя хромосферную сетку. Сетка явл. яркой в линиях Н и К ионизованного CaII и тёмной в крыльях спектр. линий водорода. Диаметры ячеек сетки — от 20 000 до 50 000 км, время жизни ячеек ~ 20 ч. Внутри ячеек наблюдаются горизонтальные движения газа, растекающегося от центра к периферии ячеек со скоростью $\approx 0,5$ км/с. Магн.



Рис. 1. Хромосферная структура, наблюдаемая на диске Солнца в лучах, соответствующих центру линии $H\alpha$. Светлые области — флоккулы, близ к-рых лучше всего различима волокнистая структура. Вверху — край диска.

поле в сетке (на границах ячеек) усилено до ≈ 10 Э, спиккулы также концентрируются к границам ячеек (рис. 2). Составление наблюдений на диске и на

лимбе привело к следующей динамич. модели С. х.: нижняя и средняя С. х. состоят в основном из низких петель, кусты спикул зарождаются низко, на

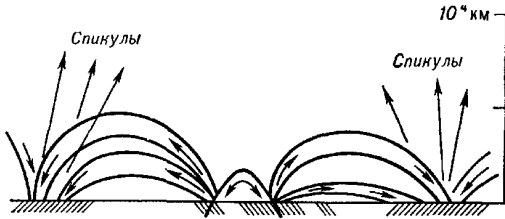


Рис. 2. Схема движения вещества в солнечной атмосфере (стрелки). Дугобразные линии — силовые линии магнитного поля, заштрихованные области — малые флоккулы, по вертикали отложена высота слоев солнечной атмосферы над фотосферой (шкала линейная).

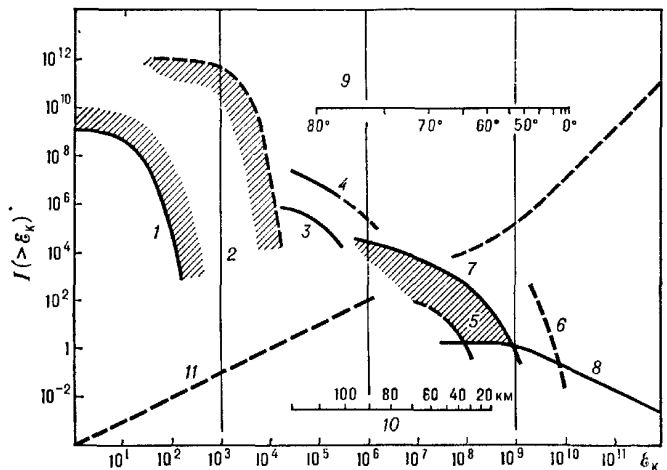
границах сетки, и протягиваются до больших высот.

Лит. см. при ст. *Солнце*. М. А. Лившиц. **СОЛНЕЧНО-ЗЕМНЫЕ СВЯЗИ** — система прямых или опосредованных физ. связей между гелио- и геофизическими процессами. Земля получает от Солнца не только свет и тепло, обеспечивающие необходимый уровень освещенности и ср. темп-ру её поверхности, но и подвергается комбиниров. воздействию УФ- и рентг. излучения, солнечного ветра, солнечных космических лучей (рис. 1). Вариации мощности этих факторов при изменении уровня солнечной активности вызывают цепочку взаимосвязанных яв-

этих явлений и составляет суть проблемы С.-з. с. Строго говоря, Земля оказывает нек-рое обратное (по крайней мере, гравитационное) воздействие на Солнце, однако оно ничтожно мало, так что обычно рассматривают только воздействие солнечной активности на Землю. Это воздействие сводится либо к переносу от Солнца к Земле энергии, выделяющейся в нестационарных процессах на Солнце (энергетич. аспект С.-з. с.), либо к перераспределению уже накопленной энергии в магнитосфере, ионосфере и нейтральной атмосфере Земли (информац. аспект). Перераспределение энергии может происходить либо плавно (ритмич. колебания геофизич. параметров), либо скачкообразно (триггерный механизм).

Представления о С.-з.с. складывались постепенно, на основе отдельных догадок и открытий. Так, в конце 19 в. К. О. Биркелан (Биркеланд; Норвегия) впервые высказал предположение, что Солнце кроме волнового излучения испускает также и частицы. В 1915 г. А. Л. Чижевский обратил внимание на циклич. связь между развитием нек-рых эпидемий и пятнообразовательной деятельностью Солнца. Синхронность многих гелио- и геофизич. явлений (а также форма кометных хвостов) наводила на мысль, что в межпланетном пространстве имеется агент, передающий солнечные возмущения к Земле. Этим агентом

Рис. 1. Картина корпускулярного излучения в окрестности Земли (интегральный энергетический спектр протонов): 1 — спокойный солнечный ветер; 2 — возмущенный солнечный ветер; 3 и 4 — частицы полярных сияний; 5 — 7 — солнечные космические лучи; 8 — галактические космические лучи; 9 — геомагнитная широта, на которую могут проникать ионы протоны с энергией выше заданной; 10 — шкала высот, на которые могут проникать сверху протоны с энергией выше заданной; 11 — условная граница между плазмой и протонами, движущимися в геомагнитном поле по штермеровским орбитам. Левая шкала — поток протонов I см⁻²·с⁻¹; нижняя шкала — кинетическая энергия протонов в эВ.



лений в межпланетном пространстве, в магнитосфере, ионосфере, нейтральной атмосфере, биосфере, гидросфере и, возможно, литосфере Земли. Изучение

оказался солнечный ветер, существование к-рого экспериментально было доказано в начале 1960-х гг. путём прямых измерений с помощью АМС. Открытие

солнечного ветра вместе с накопленными данными о др. проявлениях солнечной активности послужило основой для исследования физики С.-з. с.

Последовательность событий в системе Солнце — Земля можно проследить, наблюдая цепочку явлений, сопровождающих мощную *вспышку на Солнце* — высшее проявление солнечной активности. Последствия вспышки (рис. 2) начинают сказываться в околоземном пространстве почти одновременно с событиями на Солнце (время рас-

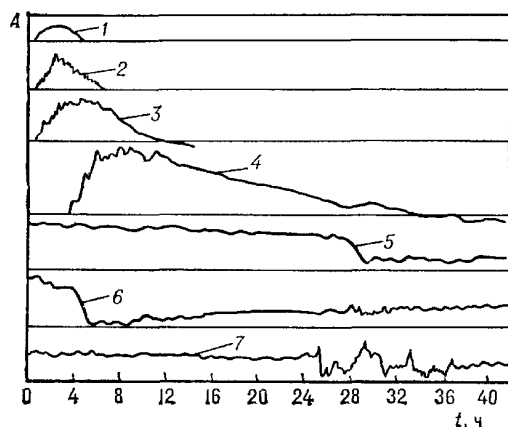


Рис. 2. Схематическое изображение эффектов, наблюдаемых на Земле после мощной солнечной вспышки: 1 — видимое излучение вспышки; 2 — радиоизлучение высокой частоты; 3 — радиоизлучение низкой частоты; 4 — солнечные космические лучи; 5 — вариации галактических космических лучей (эффект Форбуша); 6 — поглощение космических радиополучений в полярных областях Земли; 7 — вариации геомагнитного поля (магнитная буря). По вертикальной оси отложена условная амплитуда эффектов, по горизонтальной — время в часах после начала солнечной вспышки.

пространства эл.-магн. волн от Солнца до Земли чуть больше 8 мин). В частности, УФ- и рентг. излучение вызывает дополнит. ионизацию верхней атмосферы, что приводит к ухудшению (или даже полному прекращению) радиосвязи (эффект Деллинджера) на освещенной стороне Земли.

Обычно мощная вспышка сопровождается испусканием большого количества ускоренных частиц — солнечных космич. лучей (СКЛ). Самые энергичные из них (с энергией $\mathcal{E}_K \geq 10^8 - 10^9$ эВ) начинают приходить к Земле спустя ≥ 10 мин после максимума вспышки в линии $H\alpha$. Повышенный поток СКЛ с $\mathcal{E}_K < 10^8$ эВ у Земли может наблюдаться неск. десятков часов. Вторжение СКЛ в ионосфе-

ру полярных широт вызывает дополнит. ионизацию и соответственно ухудшение радиосвязи на коротких волнах. Имеются данные о том, что СКЛ в значит. мере способствуют опустошению озонового слоя Земли (озоносферы). Усиленные потоки СКЛ представляют собой также один из главных источников радиац. опасности для экипажей и оборудования космич. кораблей.

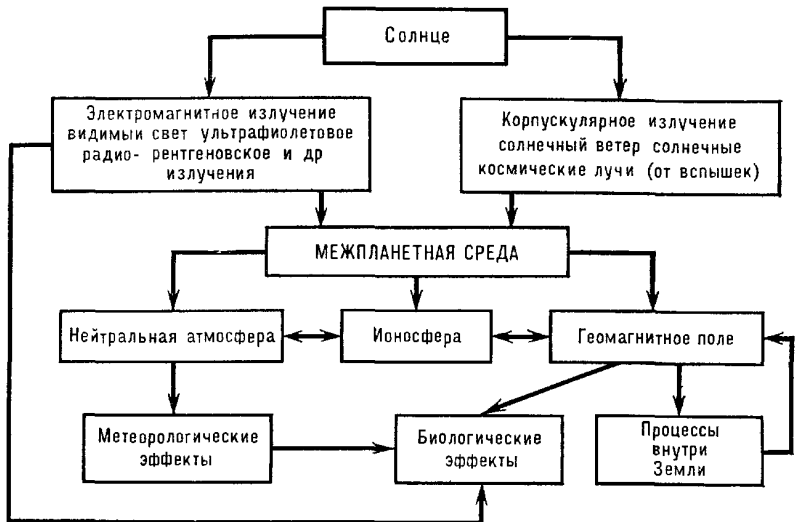
Вспышка генерирует мощную ударную волну и выбрасывает в межпланетное пространство облако плазмы. Двигаясь со скоростью свыше 100 км с^{-1} , ударная волна и облако плазмы за 1,5—2 сут достигают Земли и вызывают магн. бурю, понижение интенсивности галактич. космич. лучей (см. *Вариации космических лучей*), усиление полярных сияний, возмущения ионосферы и т. д. (см. *Верхняя атмосфера Земли, Магнитосферы планет*). Имеются статистич. данные о том, что через 2—4 сут после магн. бури происходит заметная перестройка барич. поля тропосферы. Это приводит к увеличению неустойчивости атмосферы, нарушению характера циркуляции воздуха (развитию циклонов и др. метеоявлений). Мировые магн. бури представляют собой крайнюю степень возмущенности магнитосферы в целом. Более слабые (но более частые) возмущения, называемые суббурами, развиваются в магнитосфере полярных областей. Ещё более слабые возмущения возникают вблизи границы магнитосферы с солнечным ветром. Причиной возмущений последних двух типов явл. флуктуации мощности солнечного ветра. При этом в магнитосфере генерируется широкий спектр эл.-магн. волн с частотами 0,001—10,0 Гц, к-рые свободно доходят до поверхности Земли. Во время магн. бурь интенсивность этого низкочастотного излучения возрастает в 10—100 раз. Большую роль в геомагнитных возмущениях играет межпланетное магн. поле (ММП), особенно его южный компонент, перпендикулярный плоскости эклиптики. Со сменой знака радиального компонента ММП связаны асимметрия потоков СКЛ, вторгающихся в полярные области, изменения направления конвекции магнитосферной плазмы и ряд др. явлений.

Статистически установлена связь между уровнем солнечной и геомагнитной возмущенности и ходом ряда процессов в биосфере Земли (динамика популяций животных, эпидемий, эпизоотий,

количеством сердечно-сосудистых кризов и др.). Наиболее вероятной причиной такой связи являются низкочастотные колебания эл.-магн. поля Земли. Это подтверждается лабораторными экспериментами по изучению действия эл.-магн. полей естественной напряженности и частоты на млекопитающих.

Хотя не все звенья цепочки С.-з. с. (рис. 3) одинаково изучены, в общих чертах картина С.-з. с. представляется качественно ясной. Количеств. исследование этой сложной проблемы с плохо известными (или вообще неизвестными) начальными и граничными

Рис. 3. Схема солнечно-земных связей.



ми условиями затруднено из-за незнания конкретных физ. механизмов, обеспечивающих передачу энергии между отдельными звеньями.

Наряду с поисками физ. механизмов ведутся исследования информ. аспекта С.-з. с. Связи проявляются двояко, в зависимости от того, плавно или скачкообразно происходит перераспределение энергии солнечных возмущений внутри магнитосферы. В первом случае С.-з. с. проявляются в форме ритмич. колебаний геофизич. параметров (11-летних, 27-дневных и др.). Скачкообразные изменения связывают с т. н. триггерным механизмом, к-рый применим к процессам или системам, находящимся в неустойчивом состоянии, близком к критическому. В этом случае небольшое изменение критич. параметра (давления, силы тока, концентрации частиц и т. п.) приводит к качеств. изменению хода данного явления или вызывает новое явление. Для примера можно указать на явление образования внутритропич. циклонов при геомагнитных возмущениях. Энергия геомагнитного возмущения преобразуется в энергию ИК-излучения. Последнее создаёт небольшой дополнительный разогрев тропосферы, в результате к-рого и развивается

её вертикальная неустойчивость. При этом энергия развитой неустойчивости может на два порядка превышать энергию первоначального возмущения.

Новым методом исследования С.-з. с. явл. активные эксперименты в магнитосфере и ионосфере по моделированию

эффектов, вызываемых солнечной активностью. Для диагностики состояния магнитосферы и ионосферы используются пучки электронов, облака натрия или бария (выпускаемые с борта ракеты). Для непосредств. воздействия на ионосферу используются радиоволны коротковолнового диапазона. Главное преимущество активных экспериментов — возможность контролировать некие начальные условия (параметры пучка электронов, мощность и частоту радиоволн и т. п.). Это позволяет более уверенно судить о физ. процессах на заданной высоте, а вместе с наблюдениями на других высотах — о механизме магнитосферно-ионосферного взаимодействия, об условиях генерации низкочастотных излучений, о механизме С.-з. с. в целом. Активные эксперименты имеют также и прикладное значение. Доказана возможность создать искусственный радиац. пояс Земли и вызвать полярные сияния, изменять св-ва ионосферы и генерировать низкочастотные излучения над заданным районом.

Изучение С.-з. с. явл. не только фундаментальной научной проблемой, но и имеет большое прогностическое значение. Прогнозы состояния магнитосферы и других оболочек Земли крайне не-

обходимы для решения практических задач в области космонавтики, радиосвязи, транспорта, метеорологии и климатологии, сельского хозяйства, биологии и медицины.

Лит.: Чижевский А. Л., *Земное эхо солнечных бурь*, 2 изд., М., 1976; Витинский Ю. И., Оля А. И., Сазонов Б. И., *Солнце и атмосфера Земли*, Л., 1976; Гордиец Б. Ф., Марков М. Н., Шелепин Л. А., *Солнечная активность и Земли*, М., 1980; Миросниченко Л. И., *Солнечная активность и Земли*, М., 1981; Владимирский В. М., Кисловский Л. Д., *Солнечная активность и биосфера*, М., 1982; Витинский Ю. И., *Солнечная активность*, 2 изд., М., 1983. Л. И. Миросниченко.

СОЛНЕЧНЫЕ КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ — поток заряженных частиц, ускоренных до высоких энергий в верхней части атмосферы Солнца во время солнечных вспышек (см. *Вспышки на Солнце*). С. к. л. регистрируются у Земли в виде внезапных резких повышений интенсивности космич. лучей на фоне галактических космических лучей (см. *Космические лучи*). Полученный из наблюдений верхний предел энергии частиц С. к. л. $\mathcal{E}_k \approx 2 \cdot 10^{10}$ эВ. Нижняя граница их энергии неопределенна ($\mathcal{E}_k \lesssim 10^6$ эВ). Во время некоторых вспышек она опускается ниже 10^5 эВ, т. е., по-существу, смыкается с верхней границей энергии частиц *солнечного ветра*. Условно принятый нижний предел энергии С. к. л. составляет 10^5 – 10^6 эВ. При меньших энергиях поток частиц приобретает св-ва *плазмы*, для к-рой уже нельзя пренебрегать эл.-магн. взаимодействием частиц между собой и с межпланетным магн. полем.

Осн. долю С. к. л. составляют протоны с $\mathcal{E}_k \gtrsim 10^6$ эВ, имеются также ядра с зарядом $Z \geq 2$ (вплоть до ядер ^{28}Ni) и энергий $\mathcal{E}_k$ от 0,1 до 100 МэВ/нуклон, электроны с $\mathcal{E}_k \geq 30$ кэВ (экспериментальный предел). Зарегистрированы заметные потоки дейтронов ^2H , установлено наличие трития ^3H и осн. изотопов С, О, Ne и Ar. В нек-рых вспышках генерируется значит. количество ядер изотопа ^3He . Относит. содержание ядер с $Z \geq 2$ в основном отражает состав солнечной атмосферы, тогда как доля протонов меняется от вспышки к вспышке.

Комплекс явлений (процессов), предшествующих моменту t_0 генерации С. к. л., а также процессов, происходящих вблизи момента t_0 (сопутствующие эффекты) и сопровождающих генерацию С. к. л. (с запаздыванием T относи-

тельно момента t_0 или $t_0 + \Delta t$, где Δt — длительность ускорения), наз. *солнечным протонным событием* (СПС). Для частиц с $\mathcal{E}_k \gtrsim 10^8$ эВ временная зависимость интенсивности потока С. к. л. у Земли (временной профиль СПС) имеет характерный вид несимметричной кривой с очень быстрым (минуты — десятки минут) нарастанием и более медленным (от неск. часов до ≈ 1 сут) спадом (рис. 1). При этом амплитуда возраста-

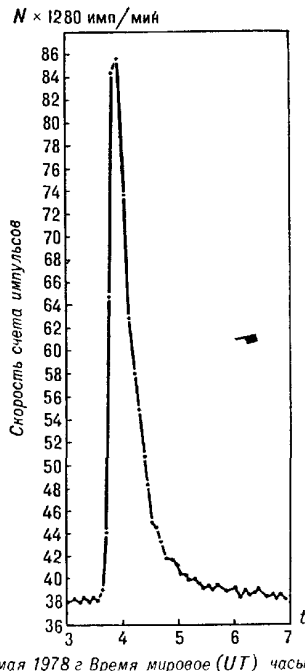


Рис. 1. Временной профиль потока солнечных космических лучей от вспышки 22 ноября 1977 г. по наблюдениям на станции Апатиты. Возрастание потока космических лучей имело амплитуду $\approx 125\%$, было кратковременным и отличалось сильной анизотропией потока солнечных протонов у Земли. 7 мая 1978 г. Время мировое (UT) часы

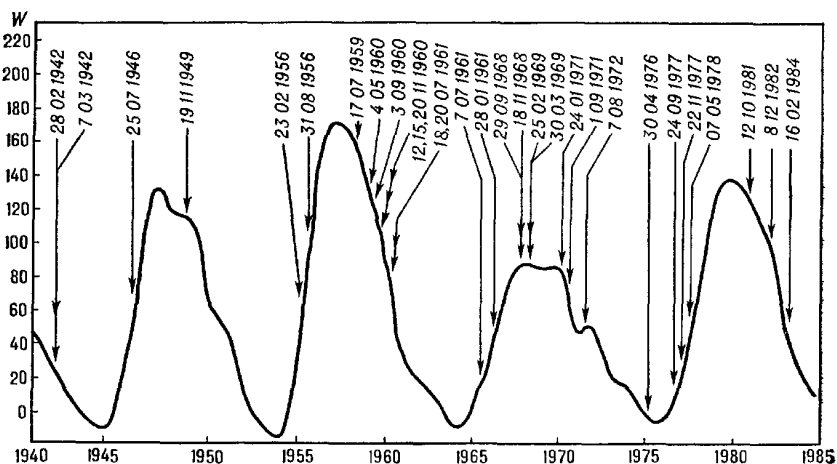
ния на поверхности Земли может достигать сотен и тысяч % по отношению к фоновому потоку галактич. космич. лучей. Самое мощное СПС за всю историю их наблюдений (с 1942 г.) зарегистрировано 23 февраля 1956 г. ($\gtrsim 4500\%$). Менее интенсивные СПС с увеличением потока С. к. л. на $\gtrsim 1\%$ наблюдаются чаще. С февраля 1942 г. по февраль 1984 г. на поверхности Земли было зафиксировано 34 подобных случая (рис. 2). По мере удаления от поверхности Земли (в стратосфере, на орбитах ИСЗ и в межпланетном пространстве) энергетич. порог регистрации С. к. л. постепенно снижается, а частота наблюдаемых протонных событий значительно увеличивается. При этом временной профиль СПС, как правило, растягивается на несколько десятков часов.

Распределение С. к. л. по энергиям и зарядам у Земли определяется механизмом ускорения частиц в источнике (солнечная вспышка), особенностями их выхода из области ускорения и условиями распространения в межпланетной среде. Форма спектра С. к. л. в источнике во всем диапазоне их энергий пока надёжно не установлена. По-видимому, она неодинакова в различных интервалах энергии: при описании дифференциального энергетич. спектра степенной функцией $\sim \mathcal{E}_k^{-\gamma}$ показатель γ по мере уменьшения энергии уменьшается (спектр становится более пологим). В межпланетных магн. полях

находится в короне, при концентрации частиц плазмы $n \sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$, в других — в хромосфере, где $n \sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$. На выход С. к. л. за пределы солнечной атмосферы существенно влияет конфигурация магн. полей в короне.

Ускорение частиц тесно связано с механизмом возникновения и развития самих солнечных вспышек. Осн. источником энергии вспышки явл. магн. поле. При его изменениях возникают электрич. поля, к-рые и ускоряют заряженные частицы. Наиболее вероятными механизмами ускорения частиц во вспышках принято считать электромагнитные. Частицы космич. лучей с зарядом Ze , массой Am_p и скоростью v в эл.-магн.

Рис. 2. Вариации частоты солнечных протонных событий, наблюдаемых на поверхности Земли, в зависимости от уровня солнечной активности, выраженной в числах Вольфа W (W — среднегодовое число солнечных пятен). Большинство протонных событий, зарегистрированных в 1942—84 гг. на поверхности Земли, произошли в периоды роста или спада активности в 11-летнем солнечном цикле.



спектр заметно трансформируется со временем (значение γ увеличивается), но остаётся круто падающим, т. е. число частиц быстро уменьшается с ростом энергии. Показатель спектра в источнике может меняться от события к событию в пределах $2 \lesssim \gamma \lesssim 5$ в зависимости от мощности СПС и рассматриваемого интервала энергий, а у Земли — соответственно в пределах $2 \lesssim \gamma \lesssim 7$.

Полное число ускоренных протонов, вышедших в межпланетное пространство во время мощного СПС, может превышать 10^{32} , а их суммарная энергия $\gtrsim 10^{31}$ эрг, что сравнимо с энергией эл.-магн. излучения вспышки. Высота, на к-рой происходит ускорение частиц в атмосфере Солнца, по-видимому, неодинакова для разных вспышек: в одних случаях область ускорения (источник)

полей принято характеризовать магн. жёсткостью $R = Am_p cv / Ze$, где A — атомный номер элемента. При ускорении квазирегулярным электрическим полем, возникающем при разрыве нейтрального токового слоя во вспышке, в процесс ускорения вовлекаются все частицы горячей плазмы из области разрыва. При этом формируется спектр С. к. л. вида $\sim \exp(-R/R_0)$, где R_0 — характеристич. жёсткость. Если магн. поле в области вспышки меняется регулярным образом (напр., растёт со временем по определённому закону), то возможен эффект бетатронного ускорения. Такой механизм приводит к степенному спектру по жёсткостям ($\sim R^{-\gamma}$). В сильно турбулизованной плазме солнечной атмосферы (см. *Плазменная турбулентность*) возникают также нерегулярно

меняющиеся электр. и магн. поля, к-рые приводят к стохастич. ускорению. Наиболее детально разработан механизм статистич. ускорения при столкновениях частиц с магн. неоднородностями (механизм Ферми). Этот механизм даёт энергетич. спектр вида $\sim \epsilon_K^{-\gamma}$.

В условиях вспышки осн. роль должны играть быстрые (регулярные) механизмы ускорения, хотя теория допускает и альтернативную возможность — медленное (стохастическое) ускорение. Из-за сложности физ. картины вспышек и недостаточной точности наблюдений сделать выбор между различными механизмами трудно. Вместе с тем наблюдения и теоретич. анализ показывают, что во вспышке может работать некая комбинация механизмов ускорения. Принципиально важную информацию о процессах ускорения С. к. л. дают регистрация нейтронов и гамма-излучения вспышек, а также наблюдения эл.-магн. излучения в рентг., радио- и др. диапазонах. Данные об этих излучениях, полученные с помощью КА, свидетельствуют в пользу быстрого ускорения С. к. л. (секунды).

Покидая область ускорения, частицы С. к. л. в течение многих часов блуждают в межпланетном магн. поле, рассеиваясь на его неоднородностях, и постепенно уходят к краям Солнечной системы. Часть из них вторгается в атмосферу Земли, вызывая дополнит. ионизацию газов атмосферы (в основном в области полярных шапок). Достаточно интенсивные потоки С. к. л. могут заметно опустошать озоновый слой атмосферы. Тем самым С. к. л. играют активную роль в системе *солнечно-земных связей*.

Мощные потоки быстрых частиц в период солнечных вспышек могут создавать серьёзную опасность для экипажей, солнечных батарей и электронного оборудования КА в межпланетном пространстве. Установлено, что наибольший вклад в суммарную дозу вносят солнечные протоны с энергией $2 \cdot 10^7$ — $5 \cdot 10^8$ эВ. Частицы меньших энергий эффективно поглощаются обшивкой КА. Относительно небольшие СПС дают макс. поток протонов с энергией $\epsilon_K \geq 10^8$ эВ не выше 10^2 — 10^3 см⁻²·с⁻¹, что сравнимо с потоком протонов во внутр. радиационном поясе Земли. Макс. поток протонов с $\epsilon_K \geq 10^8$ эВ от наиболее мощного СПС 23 февраля 1956 г.

составил $5 \cdot 10^3$ см⁻² с⁻¹, а для протонов с $\epsilon_K \geq 3 \cdot 10^7$ эВ — ок. $6,2 \cdot 10^3$ см⁻²·с⁻¹. Значения макс. потоков протонов во время мощных СПС растут по мере уменьшения энергии. Так, 4 августа 1972 г. поток протонов с $\epsilon_K \geq 5 \cdot 10^6$ эВ превышал $5 \cdot 10^5$ см⁻²·с⁻¹. Мощные СПС происходят не чаще одного в неск. лет, так что космич. полёты малой длительности относительно безопасны. Для обеспечения радиац. безопасности КА проблема прогнозирования солнечных вспышек остаётся очень актуальной, но, по-видимому, ещё далёкой от разрешения. Более обнадеживающие результаты достигнуты в диагностике СПС, т. е. в количеств. оценке ожидаемых характеристик С. к. л. по данным об эл.-магн. излучении вспышек. Эти результаты важны, в частности, для прогноза и оценки геофизич. эффектов С. к. л.

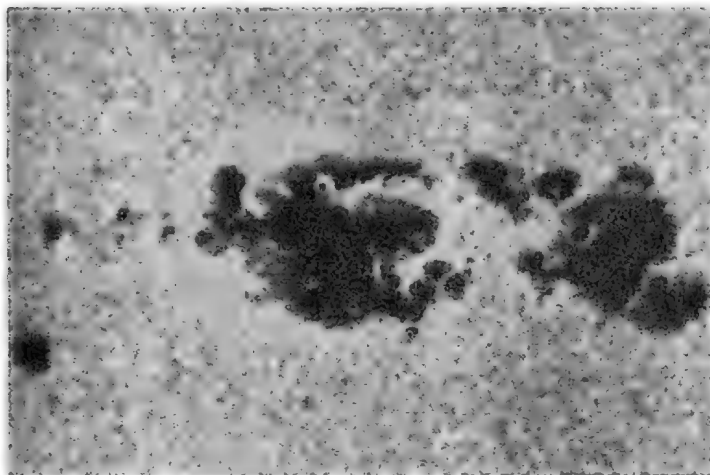
Лит. · Мирошниченко Л. И., Космические лучи в межпланетном пространстве, М., 1973; Григорьев Ю. Г., Радиационная безопасность космических полётов, М., 1975; Проблемы *солнечной* активности и космическая система «Прогноз». [Сб. ст.], М., 1977; Мирошниченко Л. И., Петров В. М., Динамика радиационных условий в космосе, М., 1985.

Л. И. Мирошниченко.

СОЛНЕЧНЫЕ ПЯТНА — тёмные образования на диске Солнца (см. также п. 3 ст. *Солнце*). Ослабление непрерывного излучения в пятнах по сравнению с солнечной *фотосферой* объясняется тем, что их темп-ра примерно на 1500 К ниже темп-ры фотосферы. Развитое пятно состоит из тёмного овала — т. н. тени пятна, окружённого более светлой волокнистой полутенью (рис. 1). Для типичного пятна площадью $\approx 350 \cdot 10^6$ площади видимой полусферы Солнца диаметр тени $\approx 17\,500$ км, полутени $\approx 37\,000$ км, отношение потока излучения к потоку фотосферы $F_{\text{тень}}/F_{\text{фот}} = 0,2$ и $F_{\text{полутень}}/F_{\text{фот}} = 0,8$. Мельчайшие С. п. — поры — имеют диаметры ~ 1000 км, размеры самых больших из наблюдавшихся С. п. — более 100 000 км. Мелкие пятна часто существуют менее 2 сут, развитые — прибл. 10—20 сут, самые большие могут наблюдаться до 100 сут.

Отношение интенсивностей излучения тени и окружающей фотосферы несколько изменяется с длиной волны: от 0,05 в УФ-области спектра до 0,6 в далёкой ИК-области. Существенно то, что это отношение остаётся примерно постоянным при перемещении пятна

от центра к краю диска, хотя в центре просматриваются глубокие слои С. п., а на краю — поверхностные. Иными словами, это отношение, называемое законом потемнения, для фотосферы и пятен одинаково. Закон потемнения характеризует падение темп-ры при продвижении от глубинных к поверх-



среды с вкраплениями более горячих элементов. Большую часть составляет холодная среда с $T \approx 4000$ К и с магн. полем $H \approx 3000$ Э. Горячие вкрапления занимают 5—10% площади тени пятна, и в них $T \approx 5400$ К, а $H \approx 2000$ Э. Самые темные участки больших пятен характеризуются значениями $T \approx 3500$ К и H до 5000 Э.

Непрозрачность газа в такой двухкомпонентной модели тени пятна мало отличается от непрозрачности фотосферы. Это даёт для геометрич. глубин С. п. $\Delta h \approx 300$ км. Модель пятна — распределение в нём темп-ры и газового давления — представлена на рис. 2.

Наблюдения также свидетельствуют С. п. о

Рис. 1. Группа солнечных пятен (снимок получен на обсерватории Дебрецен, ВНР).

ночным слоям атмосферы (см. *Потемнение к краю*), совпадение же законов потемнения для пятен в разных местах диска свидетельствует об одинаковом характере изменения темп-ры с оптич. глубиной (несмотря на то что в пятне сами значения темп-р несколько ниже фотосферных). Характер изменения темп-ры с глубиной определяется тем, каким образом переносится энергия в атмосфере, т. е. он однозначно связан с механизмом переноса энергии. Поэтому постоянство отношения потоков излучения тени пятна и фотосферы для различных удалений от центра диска свидетельствует о том, что в пятне, так же как и в фотосфере, осн. доля энергии переносится излучением.

Из закона потемнения выводится только зависимость темп-ры от оптич. глубины (см. *Оптическая толщина*). Однако для перехода от оптич. к геометрич. глубинам необходимо знать степень непрозрачности газа, его коэфф. поглощения. Ранее солнечное пятно рассматривалось как однородное образование. Прозрачность плазмы в нём принималась очень высокой, и пятна считались очень глубокими образованиями, простирающимися до 3000 км под фотосферу. Согласно новым представлениям, тень пятен состоит из относительно холодной

существовании неоднородности в тени пятен, подчас распадающейся на ряд отдельных ядер. На лучших фотографиях в тени пятна видны более светлые, слабоконтрастные образования размером ≈ 300 км с большим по сравнению с обычной фотосферной грануляцией временем жизни (≈ 30 мин).

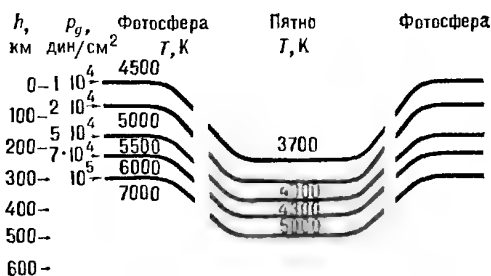


Рис. 2. Модель пятна. Проведены линии равного давления p_g в фотосфере и пятне. Указано распределение температур в зависимости от глубины h .

Примерно такие же величины (толщина ≈ 300 км, время жизни 0,5—1 ч) характерны для светлых волокон полутени, вытягивающихся от тени пятна к периферии.

Уменьшение потока энергии в пятнах («чернота» пятен) обусловлено, по-види-

мому, остановкой магн. полем конвективных движений вещества фотосферы; остаточная грануляция в пятнах связана, вероятно, с проявлением конвекции. В большой области хромосферы над пятном газ втекает внутрь пятна по отдельным трубкам, совпадающим с силовыми линиями поля. Данные об источ-

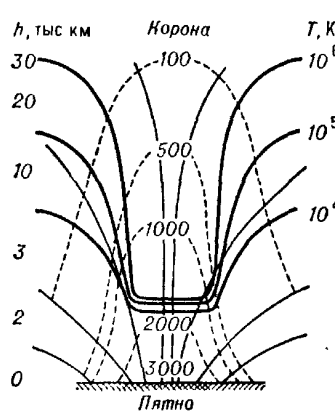


Рис. 3. Структура солнечной атмосферы над пятном. Тонкие линии — силовые линии магнитного поля H , штриховые линии — линии равной напряженности H в Z , толстые линии — изотермы. Видно, что высокотемпературный корональный газ над пятном опускается до малых высот.

нике сантиметрового радиоизлучения над пятном свидетельствуют о прогреве газа над пятном (рис. 3); на высотах ≥ 2000 км большая часть пространства над пятном занята газом с корональной температурой. Этот прогрев, а также существование между пятнами связанного с ними рентг. излучения с $T \leq 10^7$ К, по-видимому, свидетельствуют о том, что из пятен выходит повышенный поток магнитогидродинамич. волн (см. *Плазма, Альевенские волны*) либо корональная плазма между пятнами нагревается непосредственно вследствие диссипации магн. полей.

Пятна обычно встречаются группами. Количество пятен, широты занимаемых ими зон и полярности пятен циклически меняются с течением времени (подробнее см. в ст. *Солнечный цикл*).

Лит.: Обричко В. Н., Теплицкая Р. Б., Физические условия в солнечных пятнах, в кн.: *Итоги науки и техники*, сер. *Астрономия*, т. 14, М., 1978. См. также лит. при ст. *Солнце*. М. А. Лившиц.

СОЛНЕЧНЫЙ ВЕТЕР — непрерывный поток плазмы солнечного происхождения, распространяющийся приблизительно радиально от Солнца и заполняющий собой Солнечную систему до гелиоцентрич. расстояний ~ 100 а. е. С. в. образуется при газодинамич. расширении солнечной короны в межпланетное пространство. При высоких температурах, к-рые существуют в солнеч-

ной короне ($\approx 1,5 \cdot 10^6$ К), давление вышележащих слоев не может уравновесить газовое давление вещества короны, и корона расширяется.

Первые свидетельства существования постоянного потока плазмы от Солнца получены Л. Бирманом (ФРГ) в 1950-х гг. по анализу сил, действующих на плазменные хвосты комет. В 1957 г. Ю. Паркер (США), анализируя условия равновесия вещества короны, показал, что корона не может находиться в условиях гидростатич. равновесия, как это раньше предполагалось, а должна расширяться, и это расширение при имеющихся граничных условиях должно приводить к разгону коронального вещества до сверхзвуковых скоростей.

Средние характеристики С. в. приведены в табл. 1. Впервые поток плазмы солнечного происхождения был зарегистрирован на второй советской космич. ракете «Луна-2» в 1959 г. Существование постоянного истечения плазмы из Солнца было доказано в результате многомесячных измерений на амер. АМС «Маринер-2» в 1962 г.

Потоки С. в. можно разделить на два класса: медленные — со скоростью ≈ 300 км/с и быстрые — со скоростью 600—700 км/с. Быстрые потоки исходят из тех областей короны, где магн. поле близко к радиальному. Часть этих областей явл. корональными дырами. Медленные потоки С. в. связаны, по-видимому, с областями короны, где имеется значит. тангенциальный компонент магн. поля.

Помимо основных составляющих С. в. — протонов и электронов, в его составе также обнаружены α -частицы,

Табл. 1. — Средние характеристики солнечного ветра на орбите Земли

Скорость	400 км/с
Плотность протонов . .	6 см^{-3}
Температура протонов . .	$5 \cdot 10^4$ К
Температура электронов .	$1,5 \cdot 10^5$ К
Напряженность магнитного поля	$5 \cdot 10^{-5}$ Э
Плотность потока протонов	$2,4 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$
Плотность потока кинетической энергии . . .	$0,3 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$

высокоионизованные ионы кислорода, кремния, серы, железа (рис. 1). При анализе газов, захваченных в экспонированных на Луне фольгах, найдены атомы Ne и Ar. Средний хим. состав С. в. приведен в табл. 2.

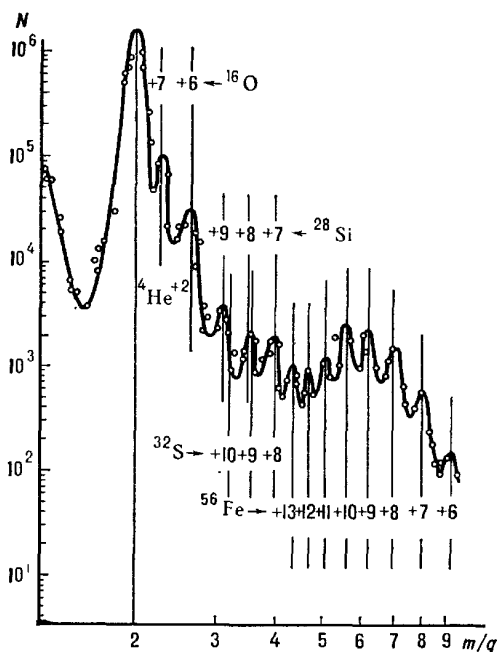


Рис. 1. Массовый спектр солнечного ветра. По горизонтальной оси — отношение массы частицы к её заряду, по вертикальной — число частиц, зарегистрированных в энергетическом «окне» прибора за 10 с. Цифры со знаком «+» обозначают заряд иона.

Ионизац. состояние вещества С. в. соответствует тому уровню в короне, где время рекомбинации становится малым по сравнению со временем расширения, т. е. на расстоянии $1,5-2R_{\odot}$. Измерения ионизац. темп-ры ионов С. в. позволяют определять электронную темп-ру солнечной короны.

С. в. уносит с собой в межпланетную среду корональное магн. поле. Вморо-

Табл. 2. — Относительный химический состав солнечного ветра

Элемент	Относительное содержание	Элемент	Относительное содержание
H	0,96	Ne	$7,5 \cdot 10^{-5}$
^3He	$1,7 \cdot 10^{-5}$	Si	$7,5 \cdot 10^{-5}$
^4He	0,04	Ar	$3,0 \cdot 10^{-6}$
O	$5 \cdot 10^{-4}$	Fe	$4,7 \cdot 10^{-5}$

женные в плазму силовые линии этого поля образуют межпланетное магн. поле (ММП). Хотя напряжённость ММП невелика и плотность его энергии составляет ок. 1% от кинетич. энергии С. в., оно играет большую роль в термодина-

мике С. в. и в динамике взаимодействий С. в. с телами Солнечной системы и потоков С. в. между собой. Комбинация расширения С. в. с вращением Солнца приводит к тому, что магн. силовые линии, вмороженные в С. в., имеют форму, близкую к спирали Архимеда (рис. 2).

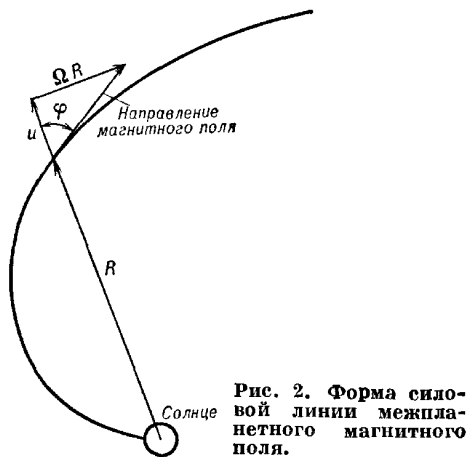


Рис. 2. Форма силовой линии межпланетного магнитного поля.

Радialный и азимутальный компоненты магн. поля вблизи плоскости эклиптики изменяются с расстоянием:

$$B_R \approx B_0^0 (R_0/R)^2, \quad B_\phi \approx B_0^0 R_0^2 \Omega_0 / u_R R,$$

где R — гелиоцентрич. расстояние, Ω_0 — угловая скорость вращения Солнца, u_R — радиальный компонент скорости С. в., индекс «0» соответствует исходному уровню. На расстоянии орбиты Земли угол ϕ между направлением магн. поля и направлением на Солнце $\approx 45^\circ$, на больших гелиоцентрич. расстояниях ММП почти перпендикулярно направлению на Солнце.

С. в., возникающий над областями Солнца с различной ориентацией магн. поля, образует потоки с различным ориентированным ММП — т. н. *секторную структуру* межпланетного магнитного поля.

В С. в. наблюдаются различные типы волн: ленгмюровские, вистлеры, ионно-звуковые, магнитозвуковые, альвеновские волны и др. (см. *Плазма*). Часть волн альвеновского типа генерируется на Солнце, часть возбуждается в межпланетной среде. Генерация волн сглаживает отклонения функции распределения частиц от максвелловской и приводит к тому, что С. в. ведёт себя как сплошная среда. Волны альвеновского типа играют большую роль в ускорении малых составляющих С. в. и в форми-

ровании функции распределения протонов. В С. в. наблюдаются также контактные и вращательные разрывы, характерные для замагниченной плазмы.

Поток С. в. явл. сверхзвуковым по отношению к скорости тех типов волн, к-рые обеспечивают эффективную передачу энергии в С. в. (альвеновские, звуковые и магнитозвуковые волны), альвеновское и звуковое числа Маха С. в. на орбите Земли ≈ 7 . При обтекании С. в. препятствий, способных эффективно отклонять С. в. (магн. поля Меркурия, Земли, Юпитера, Сатурна или проводящие ионосферы Венеры и, по-видимому, Марса), образуется головная отошедшая ударная волна. С. в. тормозится и разогревается на фронте ударной волны, что позволяет ему обтекать препятствие. При этом в С. в. формируется полость — магнитосфера (собственная или индуцированная), форма и размер к-рой определяются балансом давления магн. поля планеты и давления обтекающего потока плазмы (см. *Магнитосферы планет*). Слой разогретой плазмы между ударной волной и обтекаемым препятствием наз. переходной областью. Темп-ры ионов на фронте ударной волны могут увеличи-

цессами. Толщина фронта ударной волны ~ 100 км и определяется скоростью нарастания *неустойчивостей плазмы* (магнитозвуковой и/или нижнегибридной) при взаимодействии набегающего

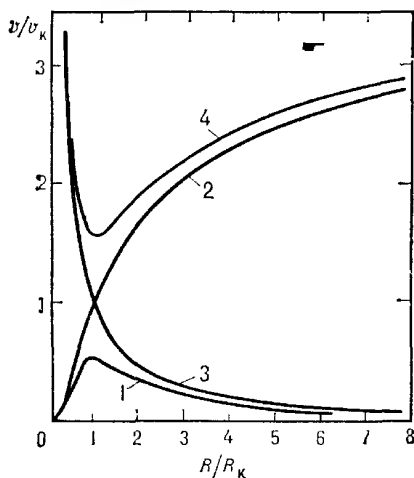
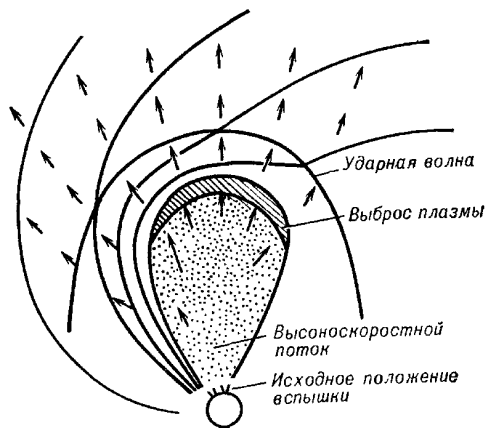


Рис. 4. Типы решений уравнения расширения короны. Скорость и расстояние нормированы на критическую скорость v_k и критическое расстояние R_k . Решение 2 соответствует солнечному ветру.



Через 2–3 суток после вспышки

Рис. 3. Распространение межпланетной ударной волны и выброса от солнечной вспышки. Стрелками показано направление движения плазмы солнечного ветра.

ваться в 10–20 раз, электронов — в 1,5–2 раза. Ударная волна явл. *бестолкнувательной ударной волной*, термализация потока в к-рой обеспечивается коллективными плазменными про-

цессами. Толщина фронта ударной волны ~ 100 км и определяется скоростью нарастания *неустойчивостей плазмы* (магнитозвуковой и/или нижнегибридной) при взаимодействии набегающего

потока и части потока ионов, отражённого от фронта. В случае взаимодействия С. в. с непроводящим телом (Луна) ударная волна не возникает: поток плазмы поглощается поверхностью, а за телом образуется постепенно заполняемая плазмой С. в. полость. На стационарный процесс истечения плазмы короны накладываются нестационарные процессы, связанные со *вспышками на Солнце*. При сильных солнечных вспышках происходит выброс вещества из нижних областей короны в межпланетную среду. При этом также образуется ударная волна (рис. 3), к-рая постепенно замедляется при движении через плазму С. в. Приход ударной волны к Земле приводит к сжатию магнитосферы, после к-рого обычно начинается развитие магн. бури.

Ур-ние, описывающее расширение солнечной короны, можно получить из системы ур-ний сохранения массы и момента количества движения. Решения этого ур-ния, описывающие различный характер изменения скорости с расстоянием, показаны на рис. 4. Решения 1 и 2 соответствуют малым скоростям в основании короны. Выбор между этими двумя решениями определяется усло-

виями на бесконечности. Решение 1 соответствует малым скоростям расширения короны («солнечный бриз», по Дж. Чемберлену, США) и даёт большие значения давления на бесконечности, т. е. встречается с теми же трудностями, что и модель статич. короны. Решение 2 соответствует переходу скорости расширения через значение скорости звука (v_k) на нек-ром критич. расстоянии R_k и последующему расширению со сверхзвуковой скоростью. Это решение даёт исчезающе малое значение давления на бесконечности, что позволяет согласовать его с малым давлением межзвёздной среды. Течение этого типа Паркер назвал солнечным ветром. Критич. точка находится над поверхностью Солнца, если темп-ра короны меньше нек-рого критич. значения $T_k = GM_\odot m / 4k\gamma R_\odot$, где m — масса протона, γ — показатель адиабаты. На рис. 5 показано изменение скорости расширения с гелиоцентрич. расстоянием в зависимости от темп-ры изотермич. изотропной короны.

Последующие модели С. в. учитывают вариации корональной темп-ры с расстоянием, двухжидкостный характер среды (электронный и протонный газы), теплопроводность, вязкость, несферич. характер расширения. Подход к веществу С. в. как к сплошной среде оправдывается наличием ММП и коллективным характером взаимодействия

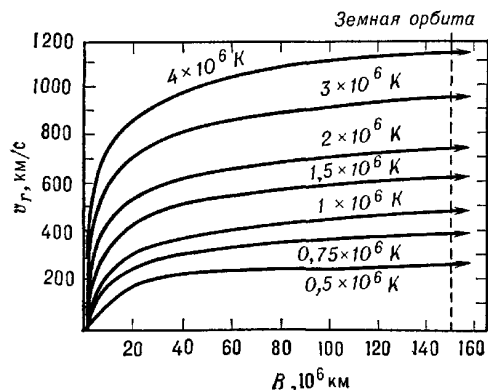


Рис. 5. Профили скорости солнечного ветра для изотермической короны при различных значениях корональной температуры.

плазмы С. в., обусловленным различного типа неустойчивостями. С. в. обеспечивает осн. отток тепловой энергии короны, т. к. теплопередача в хромосферу, электромагн. излучение

сильно ионизованного вещества короны и электронная теплопроводность С. в. недостаточны для установления термич. баланса короны. Электронная теплопроводность обеспечивает медленное убывание темп-ры С. в. с расстоянием. С. в. не играет сколько-нибудь заметной роли в энергетике Солнца в целом, т. к. поток энергии, уносимый им, составляет $\sim 10^{-8}$ светимости Солнца.

С. в. простирается до расстояний ~ 100 а. е., где давление межзвёздной среды уравнивает динамич. давление С. в. Полость, заматаемая С. в. в межзвёздной среде, образует гелиосферу. Расширяющийся С. в. вместе с вмороженным в него магн. полем препятствует проникновению в Солнечную систему галактич. космических лучей малых энергий и приводит к вариациям космических лучей больших энергий.

Явление, аналогичное С. в., обнаружено и у нек-рых типов др. звёзд (см. *Звёздный ветер*).

Лит.: Паркер Е. Н., Динамические процессы в межпланетной среде, пер. с англ., М., 1965; Брандт Дж., Солнечный ветер, пер. с англ., М., 1973; Хундхаузен А., Расширение короны и солнечный ветер, пер. с англ., М., 1976. О. Л. Вайсберг.

СОЛНЕЧНЫЙ ЦИКЛ — периодич. процесс появления и развития на Солнце активных областей, характеризующихся выходом на поверхность сильных магн. полей. Этот процесс затрагивает весь диск Солнца и может быть прослежен по многим явлениям в фотосфере, хромосфере и короне (см. *Солнце*). Однако наиболее наглядное проявление С. ц. — изменение с периодом ок. 11,2 года числа солнечных пятен, входящих в состав активных областей. В середине 19 в. швейц. астроном Р. Вольф предложил характеризовать состояние солнечной активности относительными числами пятен (названных впоследствии числами Вольфа) $W = 10g + f$, где g — число групп пятен, f — полное число пятен на видимом полушарии Солнца. Солнечную активность характеризуют также суммарной площадью пятен, потоком радиоизлучения в сантиметровом диапазоне волн и др.

В начале 11-летнего цикла, после минимума W , пятна появляются довольно далеко от солнечного экватора, на широтах $\approx 30^\circ$. В течение цикла зона пятен спускается к экватору до 15° в максимуме W и до 8° в следующем минимуме. Далее на высоких широтах

($\approx 30^\circ$) образуются пятна нового цикла (рис. 1). Эти закономерности относятся и к активным областям в целом (рис. 2).

Обычно пятна встречаются не поодиночке, а группами, в к-рых они кон-

поляриность, а в Южном — другую. В следующем цикле все полярности меняются на обратные (рис. 1). По представлениям амер. астрономов Х. Бэбкока и Р. Лейтона, остатки замыкающих частей активных областей вместе с долгоживущими протуберанцами дрейфуют к полюсам Солнца. Они нейтрализуют имеющееся там слабое поле и в соответствующей полярной шапке наводят поле нового знака

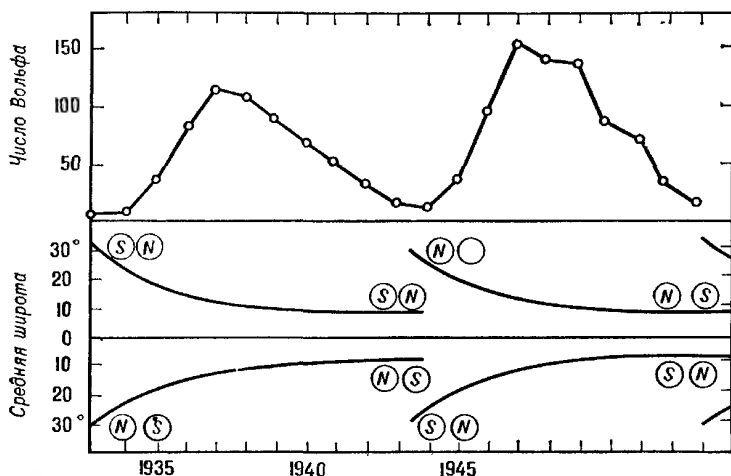


Рис. 1. Изменение средних годовых чисел Вольфа и средней широты зоны пятен в 1933—54 гг. Кружками с буквами S и N показана полярность пятен. В следующих друг за другом циклах полярности ведущего и замыкающего пятен противоположны.

центрируются преимущественно вокруг двух — ведущего (западного) и замыкающего (восточного) пятен. Чаще всего магн. поля ведущего и замыкающего пятен имеют различную полярность (N и S), причём структура актив-

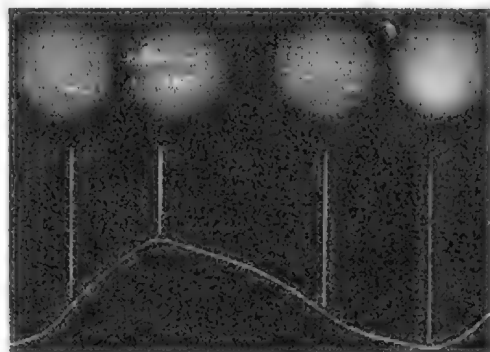


Рис. 2. График изменения чисел Вольфа для одного из 11-летних циклов. Над графиком приведены фотографии хромосферы в соответствующие фазы цикла (фотографии сделаны в линии К иона Ca^+). Активные области видны благодаря ярким флоккулам. Заметно увеличение площади активных областей в максимуме цикла и постепенное смещение зоны активности от высоких широт к экватору.

ной области над ними показывает, что силовые линии поля как бы выходят из одного пятна и входят в другое. В течение одного цикла все ведущие пятна в Северном полушарии имеют одну

(см. *Магнитные поля Солнца и звёзд*). Полярные магн. поля Солнца (иногда называемые дипольным полем) достигают макс. напряжённости (≈ 10) близ минимума цикла и исчезают, меняя знак у полюсов в эпохи максимумов 11-летних циклов. Возврат к одной и той же магн. ситуации — определённой полярности ведущих пятен в выбранном полушарии, определённому знаку поля близ выбранного полюса — происходит только через 22 года, причём первым из входящих в пару 11-летних циклов явл. цикл с чётным номером (нулевой номер присвоен циклу, максимум к-рого был



Рис. 3. Цикличность активности Солнца за период с 1770 до 1970 г.

ок. 1750 г., рис. 3). Существует отставание по фазе явлений в полярных областях Солнца и на низких широтах. Это приводит к отставанию примерно на 5 лет от максимума цикла ряда солнечных и геофизич. явлений, связанных с высокоширотным магнитным полем Солнца.

Отметим, что величина периода цикла 11,2 года (промежуток времени между

соседними минимумами или максимумами) носит статистич. характер; пятна данного цикла появляются в течение 12—15 лет, период роста активности равен 4,2 года, спада — 7 годам. Относит. интенсивность 11-летних циклов, по-видимому, меняется с периодом 80 лет (рис. 3; см. также рис. 2 в ст. *Солнечные космические лучи*).

Лит.: Витинский Ю. И., Цикличность и прогнозы солнечной активности, Л., 1973; его же, Солнечная активность, 2 изд., М., 1983. М. А. Лившиц.

СОПУТСТВУЮЩАЯ СИСТЕМА ОТСЧЕТА в космологии. Системой отсчёта в общей теории относительности называют совокупность воображаемых т. н. пробных частиц, по отношению к к-рым измеряют скорости движения тел и непрерывной среды; они служат основой (реперами) для измерения пространств. расстояний, а время, текущее на них, — основой для измерения длительности процессов.

С. с. о. в космологии наз. систему, движущуюся (расширяющуюся) вместе с совокупностью всех галактик и их скоплений, т. е. такую систему, относительно к-рой галактики покоятся.

Важность понятия системы отсчёта показала теория относительности, к-рая установила, что нет абс. пространства и абс. времени, их св-ва зависят от отнosit. движения тел.

Вдали от тяготеющих тел, когда поле тяготения слабо, справедлива спец. теория относительности. В этой теории все системы отсчёта, движущиеся по инерции, равноправны. Каждую такую систему отсчёта можно представить в виде воображаемой жёсткой пространств. решётки, относительно к-рой определяя положение (координаты) тел. Трёхмерное пространство каждой такой решётки (каркаса) наз. пространством данной системы отсчёта. Геометрия такого пространства явл. евклидовой геометрией.

В более общем случае, когда поле тяготения велико и меняется с течением времени, геометрич. св-ва пространства уже не евклидовы и меняются с течением времени. Это означает, что каркас систем отсчёта не может быть жёстким, он деформируется с течением времени из-за изменения геометрии пространства. В этом случае систему отсчёта можно представить в виде произвольного деформирующегося каркаса, задаваемого системой воображаемых движущихся частиц. Выбор системы отсчё-

та произволен, обычно выбирают систему отсчёта, наиболее удобную для рассматриваемого случая.

Так, при рассмотрении движения непрерывной среды часто удобно связать систему отсчёта с частицами этой среды, т. е. считать деформирующийся каркас «приклеенным» к частицам среды. В этой системе отсчёта частицы среды покоятся, а система деформируется точно так же, как и среда.

В грандиозных масштабах Вселенной, содержащей миллиарды галактик, отдельные галактики или даже скопления галактик можно рассматривать как частицы, а их совокупность — как непрерывную среду. Систему отсчёта, «приклеенную» к этой среде, наз. в космологии сопутствующей. Скопления галактик удаляются друг от друга вследствие космологич. расширения. Следовательно, С. с. о., рассматриваемая в космологии, расширяется.

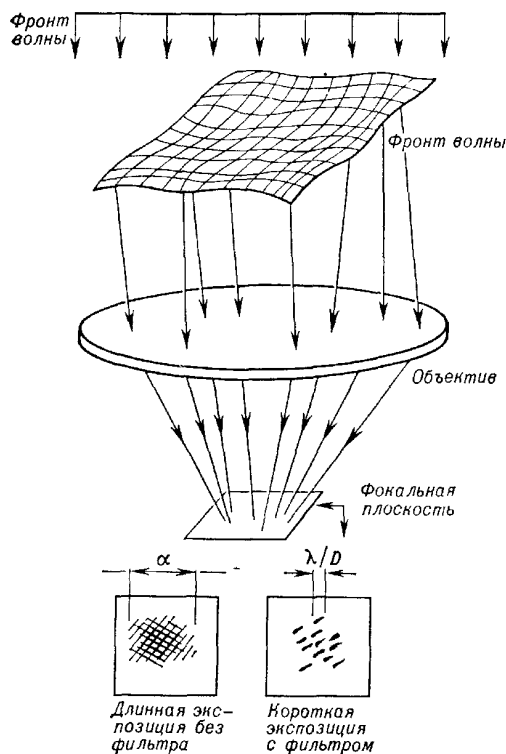
Лит.: Владимиров Ю. С., Системы отсчета в теории гравитации, М., 1982; Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Строение и эволюция Вселенной, М., 1975. И. Д. Новиков.

СПЕКЛ-ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ (от англ. speckle — пятнышко, крапинка) — один из методов пространственной *интерферометрии*, основанный на анализе зернистой структуры телескопич. изображения космич. объектов. При помощи С.-и. удаётся с высоким разрешением изучать достаточно яркие объекты (ярче 15^m). С.-и. предложена в 1970 г. франц. астрономом А. Лабейри.

Возможность выявления деталей строения космич. объектов зависит от чёткости их изображений. Но даже в идеальном оптич. приборе чёткость неизбежно ограничена дифракцией, и точечный источник излучения виден как диск с угловым размером $\alpha \sim \lambda/D$, где D — диаметр объектива телескопа. Поэтому реальное изображение протяжённого источника, состоящего из многих излучающих точек, также всегда несколько размыто.

Метод С.-и. позволяет в значит. мере исключить размытость, вызванную искажениями в атмосфере и оптич. системе телескопа, и довести разрешающую способность оптич. прибора практически до дифракционной. В методе С.-и. регистрируют сильно увеличенное изображение с короткой экспозицией ($\sim 10^{-2}$ с). Оказывается, что оно состоит из множества мелких пятнышек-спеклов (зёрен), к-рые возникают благодаря ин-

терференции лучей света, попадающих в фокальную плоскость телескопа от разных участков объектива. Каждое такое пятнышко похоже на дифракц. диск в фокальной плоскости идеального телескопа, работающего вне атмосферы. Влияние атмосферы в реальных наземных условиях заключается в том, что



Формирование изображения в телескопе: лучи, по-разному отклонённые атмосферой, собираются в фокусе. При короткой экспозиции со светофильтром видна интерференционная зернистая картина; размер зёрен $\sim \lambda/D$.

дошедший от источника до телескопа волновой фронт всегда искажён оптич. неоднородностями атмосферы. Попадающие в телескоп волны имеют поэтому случайные фазовые задержки, а интерференционная картина в фокальной плоскости (мозаика пятен) непрерывно меняется (изображение объекта как бы кипит). При регистрации с малыми экспозициями фиксируется «мгновенное» распределение пятен, а при больших экспозициях оно усредняется, изображение теряет свою тонкую структуру и приобретает размытый вид (рис.). В изображениях неточечных (протяжённых) источников излучения харак-

тер пятен (их форма, размеры) отражает особенности самого источника. Напр., если наблюдается двойная звезда, то пятна располагаются парами и каждая пара — это как бы дифракц. диски от двух компонентов звезды. Для получения информации о структуре наблюдаемого объекта обрабатываются, т. е. подвергаются статистич. анализу, десятки и сотни его «мгновенных» снимков. При исследовании слабых источников излучения приходится пользоваться электронно-оптич. преобразователями, усиливающими во много раз яркость изображений. Чувствительность метода значительно повышается, если применяются спец. телевизионные приёмники, к-рые способны регистрировать отдельные кванты излучения. В конечном счёте именно квантовая природа излучения ограничивает чувствительность С.-и.: изображение слабой звезды представляет собой совокупность отдельных точек в тех местах, куда попали фотоны. Анализ слабых объектов требует очень большого усреднения. Напр., если в кадр попадают всего 1—2 фотона от источника, то для исследования такого источника необходимо обработать свыше миллиона кадров. Анализ их осуществляется при помощи ЭВМ. Расчёт показывает, что методом С.-и. можно наблюдать звёзды до $18-20^m$ (пока изучались звёзды до $14-15^m$).

С.-и. с успехом применяется для исследований тесных двойных звёзд. Если спектроскопич. измерения дают размеры орбиты звёзд двойной системы в линейной мере (в а. е.), то С.-и. — в угловой (в секундах дуги). Сопоставление этих данных позволяет определить расстояние до системы. Но осн. результатом изучения орбит звёзд двойной системы явл. определение масс их компонентов. С.-и. даёт возможность существенно увеличить число звёзд, для к-рых определена масса.

С помощью С.-и. измерены диаметры неск. холодных звёзд-гигантов, в частности двух долгопериодич. *переменных звёзд* oCeti и RLeo. Подобно диску Солнца, их диски ярче в центре и темнее по краям. Зависимость видимого диаметра звезды от длины волны даёт важную информацию для построения моделей протяжённых атмосфер этих звёзд. Спекл-интерферометрами определены диаметры и форма неск. астероидов и Плутона (на к-ром выявлен ряд деталей), улучшены снимки солнечных

Классификация звёздных спектров

Класс	Особенности спектров	Темп-ра, К	Типичные звёзды
O	Линии H I, He I, He II многократно ионизированных Si, C, N, O (Si IV, C IV, C III, N III и др.)	40—28 тыс.	ξ Кормы, λ Ориона, ξ Персея, λ Цефея
B	Линии поглощения He I, H I, усиливающиеся к классу A. Слабые линии H и K иона Ca II	28—10 тыс.	ϵ Ориона, α Девы (Спика), γ Персея, γ Ориона
A	Линии H I интенсивны; линии H и K Ca II, усиливающиеся к классу F; появляются слабые линии металлов (Fe, Mg)	10—7 тыс.	α Большого Пса (Сириус), α Лиры (Вега), γ Близнецов
F	Линии H и K Ca II и линии металлов, усиливающиеся к классу G. Линии H I ослабевают. Появляется линия Ca I ($\lambda = 4227\text{\AA}$), а также полоса G ($\lambda \sim 4310\text{\AA}$), образуемая линиями Fe, Ca и Ti	7—6 тыс.	δ Близнецов, α Малого Пса (Процион), α Персея, α Кормы
G	Линии H и K Ca II интенсивны. Довольно интенсивны линии Ca I и линии Fe I и Fe II. Многочисленные линии др. металлов. Интенсивна полоса G. Линии H I слабеют к классу K	6—5 тыс.	Солнце, α Возничего (Капелла), β Южной Гидры
K	Линии H и K Ca II достигают наибольшей интенсивности, интенсивны линии Ca I ($\lambda = 4227\text{\AA}$), линии металлов и полоса G. С подкласса K5 становятся видимыми полосы поглощения TiO	5—3,5 тыс.	α Волопаса (Арктур), β Близнецов (Поллукс), α Тельца (Альдебаран)
M	Интенсивны полосы поглощения TiO и др. молекулярных соединений. Заметны линии металлов, H и K Ca II, линия $\lambda = 4227\text{\AA}$ Ca I, полоса G слабеет. У долгопериодических переменных типа o Кита имеются линии излучения H I	3,5—2,5 тыс.	α Ориона (Бетельгейзе), α Скорпиона (Антарес), o Кита

Согласно этой классификации, спектру звёзд одновременно приписывают С. к. (близкий к гарвардскому) и светимости класс (I — сверхгиганты, II — яркие гиганты, III — гиганты, IV — субгиганты, V — карлики, т. е. звёзды главной последовательности, VI — субкарлики, VII — белые карлики). Характеристики I — IV позволяют определять расстояние до звёзд по их спектрам и видимым звёздным величинам (т. н. спектральные параллаксы, см. Расстояния до космических объектов).

Помимо йеркской существует схожая классификация, к-рую предложил франц. астрофизик Д. Шалонж (её наз. французской). Она основана на характеристиках непрерывного спектра, но таких, к-рые не искажаются межзвёздным поглощением. Одной из этих характеристик явл. *бальмеровский скачок D*, т. е. логарифм отношения интенсив-

ностей по обе стороны предела *Бальмера серии*. Это отношение зависит от возбуждения и ионизации водорода, т. е. гл. обр. от темп-ры. Второй характеристикой явл. длина волны λ_1 , у к-рой кончается бальмеровская серия и начинается непрерывный спектр. Этот параметр зависит от плотности газа и характеризует класс светимости. Иногда в качестве характеристики используют наклон спектра в синей области, но её можно применять только для близких звёзд, для к-рых нет заметного межзвёздного поглощения. Третьим параметром спектр. классификации (помимо темп-ры T и светимости L) явл. хим. состав, точнее относит. содержание в атмосферах звёзд хим. элементов тяжелее гелия. Влияние хим. состава особенно сказывается на интенсивности линий металлов у карликов С. к. F и G, а также молекулярных полос у K — М-гигантов. Применение хим. состава в ка-

честве параметра классификации позволило решить проблему субкарликов, т. е. показать, что субкарлики явл. обычными звёздами главной последовательности с пониженным содержанием тяжёлых элементов и не образуют отдельного класса светимости.

Спектр. классификация позволяет разделить многие звёзды по массе и возрасту. Так, сверхгиганты явл. в среднем более массивными и молодыми, чем карлики соответствующего С. к. Ряд особенностей спектров звёзд используется в качестве индикатора их возраста. Напр., интенсивность линий Li, Be и эмиссионной линии CaII уменьшается с увеличением возраста звезды. Повышенное содержание углерода (наличие в спектрах интенсивных полос молекул CN, CO и CN), а также тяжёлых элементов, продуктов s-процесса (см. *Ядерные реакции*), связывают с большим возрастом звёзд.

Тесная связь С. к. звёзд с их светимостью, темп-рой и хим. составом, а также независимость спектр. классификации от величины межзвёздного поглощения обусловили активное применение С. к. в современных астрономических исследованиях. Так, гарвардской спектральной классификацией в настоящее время охвачено более 500 тыс. звёзд, йеркской (МКК) — свыше 100 тыс. звёзд.

Лит.: Струве О., Линдс Б., Пилланс Э., *Элементарная астрономия*, пер. с англ., М., 1964; Мустель Э. Р., *Звездные атмосферы*, М., 1960; Унзольд А., *Физика звездных атмосфер*, пер. с нем., М., 1949; Мартынов Д. Я., *Курс общей астрофизики*, 3 изд., М., 1979.

А. Г. Масевич.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ЛИНИИ — узкие (ширина много меньше длины волны) участки в спектрах, на к-рых интенсивность излучения усилена (линии излучения, или эмиссионные линии) либо ослаблена (линии поглощения, или абсорбционные линии) по сравнению с непрерывным спектром. Чаще всего С. л. возникают при переходах с одного на другой уровень энергии атомов, ионов, молекул и атомных ядер (см. *Линейчатое излучение*). Возникновение С. л. может быть обусловлено циклотронным механизмом (см. *Циклотронное излучение*), а также плазменными процессами.

С. л. космич. объектов наблюдаются во всех спектр. диапазонах. В радиодиапазон попадают различные радиолнии молекул (см. *Молекулы в межзвёзд-*

ной среде), *рекомбинационные радиолнии* атомов, а также атомарные радиолнии, связанные со сверхтонким расщеплением уровней энергии (напр., радиолния водорода 21 см). В ИК-диапазоне преобладают С. л., связанные с вращательными и колебательными переходами молекул, в видимом и УФ-диапазонах доминируют С. л. атомов и атомарных ионов, в звёздах поздних спектральных классов — молекулярные линии. В рентг. диапазоне обнаружены линии излучения высокозарядных ионов (наиболее сильны линии ионов железа FeXXV и FeXXVI вблизи энергии 7кэВ), а также циклотронные С. л. от нейтронных звёзд. В гамма-диапазон попадают линии 511 кэВ, возникающая при аннигиляции позитрона и электрона (напр., в ядре Галактики), и С. л. атомных ядер.

Усиление (ослабление) излучения в С. л. по сравнению с непрерывным спектром в астрономии характеризуют величиной остаточной интенсивности I_ν — отношением интенсивности I_ν на частоте ν внутри линии

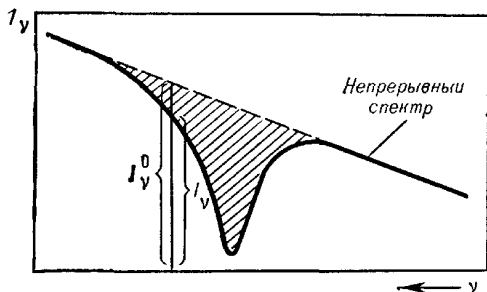


Рис. 1. Спектральная линия поглощения на графике зависимости интенсивности излучения I_ν от частоты ν . I_ν^0 — экстраполированная интенсивность непрерывного спектра.

k_0 экстраполированной интенсивности I_ν на этой частоте в непрерывном спектре (рис. 1):

$$r_\nu = I_\nu / I_\nu^0.$$

Ф-ция, характеризующая зависимость остаточной интенсивности r от частоты, наз. профилем С. л. (рис. 2). Полный поток излучения (или поглощённый поток) в единичном телесном угле во всех частотах внутри линии наз. полной интенсивностью С. л. и выражается площадью заштрихованной фигуры, изображённой на рис. 1. Величина, пока-

ывающая, какому участку непрерывного спектра в окрестности С. л. эквивалентна полная интенсивность С. л., наз. эквивалентной шириной С. л. (она равна ширине прямоугольника $ABCD$ на рис. 2). Рассто-

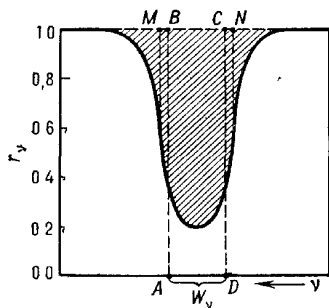


Рис. 2. Профиль спектральной линии. Площадь прямоугольника $ABCD$ равна заштрихованной площади. MN — полуширина линии.

яние между теми точками профиля С. л., в которых интенсивность равна половине от максимальной, наз. полушириной С. л.

Наблюдаемый профиль С. л. обусловлен, во-первых, конечной разрешающей способностью спектрального прибора (т. н. инструментальным профилем). Изображение предельно узкой С. л. в реальном спектре прибором получается несколько размытым, в частности из-за дифракции света в оптич. системе прибора. Во-вторых, имеет место естественное уширение С. л., вызванное воздействием различных физ. факторов на излучающую систему. Естественное уширение С. л.

лучающего атома с окружающими его частицами). При максвелловском распределении атомов по скоростям (см. *Максвелла распределение*) доплеровское уширение приводит к специфич. колоколообразной форме профиля при почти полном отсутствии крыльев (рис. 3, б). Доплеровские ширины С. л. при темп-рах порядка неск. тысяч К составляют 10^{-1} — 10^{-2} Å (в видимом диапазоне) и особенно велики для H и He . Уширение из-за взаимодействия с окружающими частицами обусловлено смещением уровней энергии атома под действием межатомных электрич. полей (т. н. *Штарка эффект*) и прямыми столкновениями атома с нейтральными частицами или электронами, приводящими к сокращению времени жизни атома в данном состоянии (т. н. затухание вследствие столкновений). Профиль линии в данном случае имеет пологие крылья и может оказаться смещенным. Уширение С. л. из-за взаимодействия с окружающими частицами возрастает с ростом концентрации возмущающих частиц. Возможно также уширение и расщепление С. л. под действием магн. поля, возмущающего излучающий атом (см. *Зеемана эффект*).

Наличие линий поглощения в спектре звезды означает, что звездное вещество на частоте линии поглощает излучение значительно сильнее, чем на частотах соседних участков спектра. Поэтому на частоте С. л. к наблюдателю

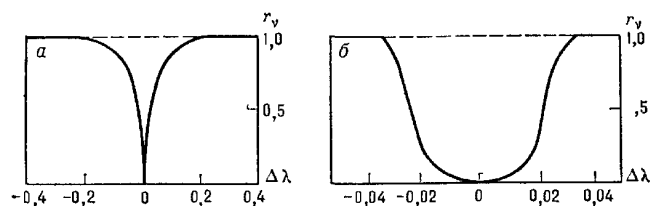


Рис. 3. Профили спектральных линий: а — уширенной вследствие радиационного затухания, б — вследствие эффекта Доплера ($\Delta\lambda$ — интервал изменения длины волны в единицах 10^{-8} Å).

вызвано прежде всего радиац. затуханием — потерей атомом энергии на излучение. Затухающее колебание не явл. монохроматическим, а содержит целый набор (спектр) частот ν . С. л., уширенная вследствие радиац. затухания, имеет острый максимум и пологие крылья (рис. 3, а). В подавляющем большинстве случаев ширины С. л. во много раз превосходят радиац. ширины, а профили С. л. оказываются значительно более сложными, чем радиационные. Причины этого — *Доплера эффект* и т. н. эффекты давления (взаимодействие из-

приходит излучение от более высоких и разреженных частей звездных атмосфер. В этих условиях нет равновесия излучения с веществом: распределение атомов по энергетич. уровням и, следовательно, их излучение уже не определяются кинетич. темп-рой газа. В результате излучение, связанное с переходами атомов с одного уровня энергии на другой, ослабляется, появляется С. л. поглощения. Если темп-ра внеш. слоёв звезды значительно выше, чем темп-ра фотосферы (как в *солнечной хромосфере*), то могут появиться яркие

С. л. излучения. Такие же линии могут существовать в спектре горячей звезды, если вокруг неё имеется протяжённая оболочка, поглощающая непрерывное УФ-излучение звезды и перерабатывающая его в излучение в С. л.

Если давление излучающего вещества мало и его турбулентные движения незначительны, С. л. имеют малую ширину и колоколообразную форму, т. е. обусловлены в основном эффектом Доплера, связанным с тепловым движением излучающих частиц. Такие узкие С. л. наблюдаются, напр., в спектрах звезд-сверхгигантов (рис. 4). При малых плотностях вещества, но очень большом различии (дисперсии) скоростей макроскопич. движений контур С. л. также имеет форму, близкую к колоколообразной, но сравнительно большой ширины. Такая картина наблюдается, напр., в протяжённых атмосферах Вольфа — Райе звезд, где дисперсия скоростей макроскопич. движений достигает тысяч км/с, а соответствующие ширины С. л. — сотен Å (рис. 5). При больших плотностях вещества начинают сказываться эффекты давления, приводящие к появлению у С. л. размытых крыльев. Такие размытые С. л. наблюдаются в спектрах звезд-карликов (рис. 6). Т. о., исследование С. л. позволяет изучать физ. условия в атмосферах звезд различных спектр. классов, а также определять светимости классы звезд.

Для исследования профилей С. л. в УФ-, видимом и ИК-диапазонах в астрофизике используются в основном спектрографы и спектрометры, в к-рых диспергирующим элементом явл. дифракц. решётка, позволяющая концентрировать излучение в определённом порядке спектра (см. *Спектральные приборы*). Регистрация спектра может проводиться либо фотографически с последующей обработкой фотографии на микрофотометре, либо фотоэлектрически. В последнем случае производится непосредственная запись распределения интенсивности в спектре на диаграммной ленте. При исследовании профилей узких С. л. (менее 1 Å) особое значение приобретает учёт разрешающей способности спектрального прибора (инструментального профиля). При изучении спектров слабых объектов эффективно используются электронные усилители изображения — т. н. электронно-оптич. преобразователи. Разрешающая способ-

ность совр. спектральных приборов достигает $(3-5) \cdot 10^{-3} \text{Å}$.

Используя теорию уширения С. л. и теорию переноса излучения в звёздных атмосферах, можно получить зависимость между эквивалентной шириной С. л. и величиной, пропорциональной концентрации атомов в соответствующем энергетич. состоянии (т. н. *кривую роста*). Сравнение теоретич. кривых роста с кривыми, полученными из на-

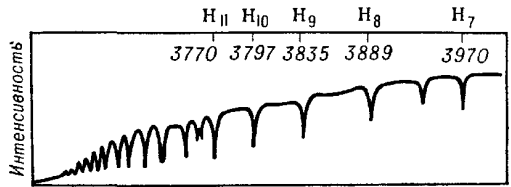


Рис. 4. Регистрограмма спектра звезды-сверхгиганта α Лебедя. H_7 , H_8 и т. д. — линии водорода серии Бальмера, цифры под ними — соответствующие длины волн в Å.

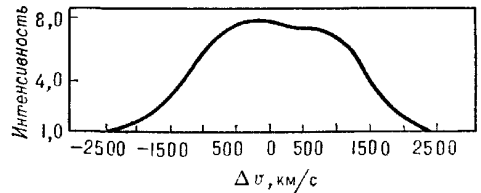


Рис. 5. Профиль эмиссионной линии $\lambda = 4685 \text{Å}$ в спектре звезды HD 191765 типа Вольфа — Райе. Интенсивность дана в условных единицах.

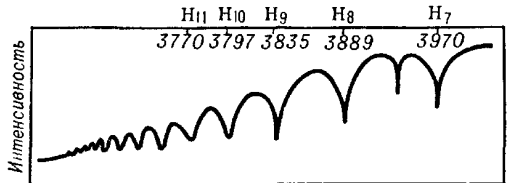


Рис. 6. Регистрограмма спектра звезды-карлика β Льва.

блюдений, позволяет определять относительный хим. состав и турбулентные скорости в звёздных атмосферах. Т. о. установлено, что наиболее обильный элемент, содержащийся в звёздном веществе, — водород (составляет ок. 70% от массы всех элементов), следующий по распространённости элемент — гелий, затем идёт углерод.

Исследование С. л. даёт наиболее детальную информацию о физ. условиях на небесных телах, для к-рых удаётся получить достаточно подробные спектры.

Лит.: Мустель, Э. Р., Звездные атмосферы, М., 1960; Звездные атмосферы, пер. с англ., М., 1963; Теория звездных спектров, [под ред. В. В. Соболева], М., 1966; Мартынов Д. Я., Курс общей астрофизики, 3 изд., М., 1979; Соболев В. В., Курс теоретической астрофизики, 2 изд., М., 1975. А. М. Черпацук.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ПРИБОРЫ — оптич. инструменты, предназначенные для изучения зависимости интенсивности I излучения лабораторных или небесных источников света от длины волн λ или частоты ν . С. п. используются и при исследованиях в др. диапазонах эл.-магн. излучения, напр. в радиодиапазоне, в рентгеновском и гамма-диапазонах, однако в этих диапазонах длин волн часто используются др. принципы построения аппаратуры, анализирующей зависимость $I(\lambda)$ или $I(\nu)$.

Классич. С. п. содержат диспергирующие элементы, осуществляющие разделение падающего излучения по направлениям в зависимости от длины волны: дисперсионные элементы (призмы различных типов), дифракционные элементы (плоские или вогнутые дифракц. решётки, прозрачные или отражающие), и н е р ф е р е н ц и о н н ы е э л е м е н т ы (полупрозрачные отражающие пластины).

Впервые оптический спектр Солнца был получен И. Ньютоном при помощи призмы (1704 г.). Англ. учёный У. Волластон (1802 г.) и нем. учёный Й. Фраунгофер (1814 г.) обнаружили в спектре Солнца линии поглощения и исследовали их. Связь спектра с хим. составом излучающего или поглощающего вещества была экспериментально доказана нем. учёными Г. Кирхгофом и Р. Бунзеном (1859 г.), ими же был создан первый спектроскоп, осн. элементы к-рого (коллиматор, входная щель, диспергирующий элемент и камера) применяются и в настоящее время (рис. 1). Интерференц. диспергирующие элементы были введены в практику физ. лабораторий франц. физиками Ш. Фабри и А. Перо (1894 г.) и амер. физиком А. Майкельсоном (1907 г.). Дифракц. диспергирующие элементы впервые были описаны Й. Фраунгофером (прозрачная дифракц. решётка) и амер. физиком Г. Роуландом. В 1882 г. Роуланд изобрёл и изготовил вогнутую отражающую дифракц. решётку, являющуюся по сегодняшний день основным и самым распространённым диспергирующим элементом.

Осн. параметрами классич. С. п. явл. угловая и линейная дисперсия ($d\lambda/d\varphi$ и $d\lambda/dl$), разрешающая способность $R = \lambda/\delta\lambda$, где $\delta\lambda$ — минимальная обнаружимая разница длин волн (согласно критерию Рэлея, значение $\delta\lambda$ — разрешение — определяется из условия, что минимум интенсивности спектральной линии совпадает с максимумом соседней линии в предположении, что обе линии имеют профиль, определяемый дифракцией). К важным параметрам С. п. относятся также макс. светосила,

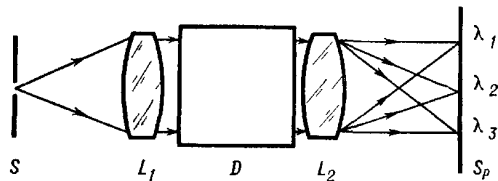


Рис. 1. Схема классического спектрального прибора (спектрографа или спектрометра): S — входная щель прибора; L_1 и L_2 — объективы коллиматора и камеры (линзовые, зеркальные или зеркально-линзовые); D — диспергирующее устройство (призма или дифракционная решётка); Sp — спектр, регистрация к-рого может производиться последовательно или параллельно; $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ — положения резкого изображения входной щели для определённых длин волн.

или апертура, и область свободной дисперсии, внутри к-рой не происходит наложение соседних порядков спектральных линий. Последний параметр ограничивает, очевидно, возможности дифракц. и интерференц. приборов. В зависимости от решаемой научной задачи при конструировании С. п. производится оптимизация тех или иных его параметров. Напр., высокая разрешающая способность (вплоть до 10^6 и более) характерна для интерферометра Фабри — Перо, но у него малы область свободной дисперсии ($0,1 - 0,01\text{\AA}$) и угловая апертура ($10^{-5} - 10^{-6}$ ср).

Осн. современным С. п. для астрономич. исследований с большими оптич. телескопами явл. дифракционный спектрометр с плоской или вогнутой решёткой и фотоэлектрич. регистрацией спектра. Разрешающая способность такого прибора теоретически равна полному числу штрихов решётки ($10^4 - 10^5$), что соответствует в видимой области спектра разрешению $0,1 - 1\text{\AA}$. Для ярких звёзд и планет разрешение достигает $0,01\text{\AA}$. В качестве

детекторов в астрономич. спектрометрах применяют малошумящие фотоэлектронные умножители (ФЭУ), электронно-оптич. преобразователи света (ЭОП), телевизионные трубки разных типов (напр., видикон, диджикон), а в последнее время — многоэлементные приборы с зарядовой связью (ПЗС), обеспечивающие параллельную регистрацию всего оптич. спектра в 512, 1024 или даже 2048 спектральных каналах. С помощью крупнейших телескопов получены щелевые высококачественные спектрограммы многих тысяч слабых объектов со звёздной величиной вплоть до 18^m и разрешением $\approx 5\text{--}10\text{\AA}$.

Для массовых спектральных обзоров применяются объективные призмы с углом $1\text{--}3^\circ$ или дифракц. решётки, устанавливаемые перед зеркалом или объективом, обеспечивающие получение на одном фотоснимке области неба (размером до $10^\circ \times 10^\circ$) одновременно тысячи спектров с разрешением $\approx 100\text{\AA}$. На крупных телескопах с той же целью в сходящемся световом пучке перед фотопластинкой помещают комбинацию прозрачной дифракционной решётки и призмы.

Для детальных исследований профилей отдельных линий, гл. обр. эмиссионных туманностей, солнечной короны, свечения ночного неба и полярных сияний, широко применяется интерферометр Фабри—Перо, позволяющий получить разрешение до $0,03\text{\AA}$.

В солнечных исследованиях применяются спектрометры и спектрографы с плоскими дифракц. решётками и разрешающей способностью, достигающей 10^6 . Солнечные спектрографы позволяют также получать монохроматич. изображения диска Солнца или его участков в избранных линиях поглощения или излучения (спектрогелиограф). Одной из модификаций солнечного спектрографа или спектрометра явл. магнитометр или магнитограф, предназначенный для регистрации магн. полей на Солнце. Получили распространение несферические вогнутые решётки, гл. обр. тороидальной формы, а также голографич. решётки с синусоидальным профилем штриха, большой плотностью штрихов (до 5000 штрихов/мм) и высокой светосилой (до $1:2$).

Использование метода селективной модуляции света привело к появлению спектральных приборов нового типа: фурье-спектрометра и СИСАМа

(спектрометра с интерференционной селективной амплитудной модуляцией светового потока). Классич. примером фурье-спектрометра явл. интерферометр Майкельсона (рис. 2), в к-ром регистрируется интерферограмма $\Phi(\Delta/c)$, где Δ — разность хода между двумя пучками, изменяемая в пределах от $-\Delta_{\max}$ до $+\Delta_{\max}$, c — скорость света. Искомый спектр как функцию длины волны

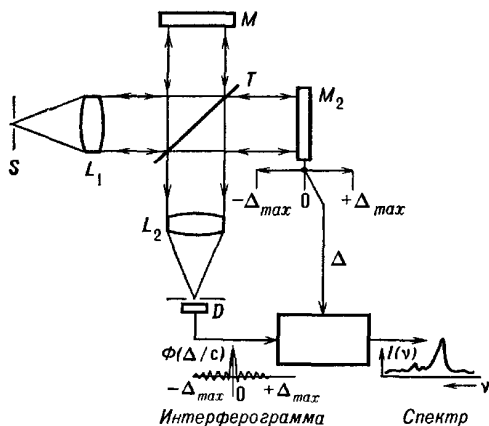


Рис. 2. Схема фурье-спектрометра (на примере интерферометра Майкельсона): S — входная апертура; L_1 , L_2 — объективы коллиматора и камеры; T — светоделительное устройство (полупрозрачное зеркало); M_1 и M_2 — отражающие зеркала, причём зеркало M_2 перемещается в пределах от $-\Delta_{\max}$ до $+\Delta_{\max}$; D — детектор. ЭВМ производит вычисление спектра в функции частоты $I(\nu)$ по данным измерений интерферограммы $\Phi(\Delta/c)$.

или частоты света находят в результате обработки интерферограммы при помощи ЭВМ.

Разрешающая способность (теоретическая) фурье-спектрометра равна: $R_{\text{теор}} = \Delta_{\max}/\lambda$, а максимально допустимая апертура, при к-рой не ухудшается разрешение, $\Omega = 2\pi/R_{\text{теор}}$ ср.

Фурье-спектрометр такого типа оптимален для исследования ближней ИК-области спектра. В диапазоне $3\text{--}30\text{ мкм}$ с таким прибором в планетных исследованиях достигнута спектральная разрешающая способность $\sim 10^6$, что соответствует $\delta\lambda = 0,03\text{\AA}$.

Селективная модуляция света используется также в СИСАМе, в к-ром плоские зеркала интерферометра Майкельсона заменены на плоские наклонные дифракц. решётки. Разрешающая способность СИСАМа всего в 1,5 раза выше, чем у обычного дифракц. спектро-

метра, однако его светосила примерно в 60 раз превосходит светосилу дифракц. спектрометра классич. типа.

В лабораторных исследованиях находят применение и др. типы С. п.: растровые спектрометры Жирара, поляризационные фурье-спектрометры, где вместо полупрозрачной светоделительной пластинки используется двупреломляющий кристалл.

В исследованиях УФ-области спектра применяют спектрометры с плоскими и вогнутыми дифракц. решётками при нормальном падении лучей. В коротковолновой части УФ-диапазона применяют спектрометры косого падения. В области мягкого рентг. излучения (длины волн 1—10 Å) широко применяются кристаллич. спектрометры Брэгга, использующие эффект дифракции рентг. лучей на объёмной кристаллич. решётке.

Лит.: З а й д е л ь А. Н., Основы спектрального анализа, М., 1965; П е й с а х с о н И. В., Оптика спектральных приборов, 2 изд., Л., 1975; Т а р а с о в К. И., Спектральные приборы, 2 изд., Л., 1977.

В. Г. Курт.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ СЕРИИ а т о м а р н ы е — упорядоченные совокупности спектральных линий излучения или поглощения; возникают при разрешённых переходах атома между нек-рым фиксированным для данной серии уровнем энергии и более высокими дискретными уровнями энергии. Положение линий в серии связано с взаимным расположением атомных энергетич. уровней.

Первая линия С. с., имеющая наибольшую длину волны, образуется при переходе между низшим для серии уровнем и ближайшим к нему более высоким. Частота излучения ν определяется выражением: $\nu = \mathcal{E}/h$, где $\mathcal{E}$ — разность энергий двух уровней. Если низший уровень основной (т. е. самый низкий) для данного атома, то первая линия С. с. наз. *резонансной линией*. Линии С. с. сходятся к пределу С. с., к-рый соответствует энергии *ионизации* атома с низшего для серии уровня. Наиболее отчётливо выделяются С. с. в спектрах элементов первой подгруппы периодич. системы Менделеева: водорода, гелия, щелочных и щёлочноземельных металлов. Для водорода и водородоподобных ионов длины волн λ_n линий спектральных серий удовлетворяют соотношению:

$$\frac{1}{\lambda_n} = RZ^2 \left(\frac{1}{n_0^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

где n_0 и $n (>n_0)$ — целые числа, Z — эффективный заряд, действующий на электрон, R — *Ридберга постоянная*. Для водорода ($Z = 1$) имеем при $n_0 = 1, 2, 3$ и т. д. соответственно серии Лаймана, Бальмера, Пашена и др. Для однократно ионизованного гелия ($Z = 2$) при $n_0 = 4$ имеется серия Пикеринга, расположенная в видимой области спектра и почти совпадающая с серией Бальмера для водорода (см. *Бальмера серия*, *Лаймана серия*). В радио- и ИК-диапазонах встречаются серии молекулярных линий, связанные с вращательными и колебательными переходами, а также серии *рекомбинационных радиолиний* атомов.

Св-во спектральных линий располагаться сериями имеет большое значение для отождествления линий в спектрах астрономич. объектов. Напр., в спектрах далёких *квазаров* спектральные линии смещены в красную область спектра на сотни Å, что сильно затрудняет отождествление одиночных линий. Изучение относительного расположения линий в спектре позволяет выявить принадлежность этих линий к спектральной серии того или иного элемента.

Лит.: М а р т ы н о в Д. Я., Курс общей астрофизики, 3 изд., М., 1979.

А. М. Черепашук.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ ИНДЕКС — показатель степени α в выражении $S(\nu) \sim \nu^{-\alpha}$, характеризующий изменение спектральной плотности потока излучения $S(\nu)$ [Вт/(м²·Гц)] у ряда космич. объектов с изменением частоты ν . По виду спектра (значению С. и.) можно судить о механизме излучения объекта, его природе. Ионизованный газ имеет тепловой механизм излучения. Согласно *Рэлея — Дженса закону излучения*, плотность потока радиоизлучения растёт с увеличением частоты ($\alpha = -2$) до тех пор, пока *оптическая толщина* газа $\tau > 1$, и остаётся постоянной ($\alpha = 0$) на более высоких частотах, когда $\tau < 1$ (точнее, при $\tau \ll 1$ $\alpha \approx 0,1$). Спектр источника [зависимость $S(\nu)$] удобно представлять в логарифмич. масштабе. В этом случае степенной спектр изображается линейной зависимостью и наклон прямой равен С. и.: $\alpha = -\lg(S_1/S_2)/\lg(\nu_1/\nu_2)$. С. и. чаще всего используется для описания не теплового излучения (синхротронного радиоизлучения и др.). Спектр источников *синхротронного излучения* определяется энергетич. спектром электро-

нов: $N(\mathcal{E}) = K\mathcal{E}^{-\gamma}$, где $\mathcal{E}$ — энергия электронов, $N(\mathcal{E})$ — число электронов с энергией $\mathcal{E}$, K — постоянная, $\gamma = 2\alpha + 1$. Источники со степенным энергетич. спектром электронов имеют степенной спектр излучения. Изменения С. и. с длиной волны могут быть обусловлены зависимостью $\gamma(\mathcal{E})$, эффектами, влияющими на генерацию эл.-магн. излучения и его распространение, распределением магн. поля, самопоглощением синхротронного излучения релятивистскими электронами, поглощением излучения плазмой; влиянием коэфф. преломления плазмы, комптоновским рассеянием и др. процессами.

Л. И. Матвеевко. **СПИН** — собственный момент количества движения микрочастицы, связанный с ее внутренней степенью свободы. Величина С. выражается в ед. *Планка постоянной* ($\hbar$). Напр., С. электрона и нейтрино равен $(1/2)\hbar$, или, как обычно говорят, просто $1/2$. Таким же С. обладают протон и нейтрон. Суммарный момент количества движения атома (его также иногда наз. С.) складывается (по правилам квантовой механики) из С. электронов, их орбитального момента количества движения и С. ядра. Говоря о С. ядра, не различают вклад С. нуклонов и их орбитального движения. С. дейтрона равен 1, С. чётно-чётных ядер в основном состоянии равен нулю.

С. частиц может быть либо целым, либо полуцелым (в ед. $\hbar$). Квантовая теория поля устанавливает фундаментальную связь между С. частиц и их статистич. св-вами. Св-ва квантовой системы тождественных частиц с полуцелым С. описывает статистика Ферми—Дирака (см., напр., *Вырожденный газ*), поэтому такие частицы наз. *фермионами*. Фермионы подчиняются принципу запрета Паули, согласно к-рому в квантовой системе (напр., в атоме) в каждом квантовом состоянии не может находиться более одной такой частицы. Св-ва квантовой системы тождественных частиц с целым или нулевым С. описывает статистика Бозе—Эйнштейна, поэтому такие частицы наз. *бозонами*. К ним относятся, напр., фотон (С. равен 1), π -мезон и К-мезон (С. равен 0). Для квантовой системы частиц с целым или нулевым С. вероятность нахождения их в данном квантовом состоянии тем выше, чем больше в нём др. таких частиц.

С. электрона может быть ориентирован как параллельно, так и антипараллельно его орбитальному моменту количества движения в атоме. С этим связано существование дублетов (двойных линий) в спектрах (см. *Уровни энергии*).

Наличие С. у протона объясняет существование двух типов молекул водорода, различающихся взаимной ориентацией С. ядер. Параллельная ориентация характерна для молекул т. н. орто-водорода, антипараллельная — для молекул параводорода.

У нейтрального атома водорода в невозбуждённом состоянии имеется два подуровня энергии, обусловленных различной (параллельной и антипараллельной) ориентацией С. электрона и ядра (сверхтонкая структура уровня). Переход атома с верхнего подуровня на нижний (изменение ориентации С.) приводит к испусканию кванта радиоизлучения с длиной волны 21,2 см (см. *Радиолиния водорода 21 см*). Это излучение играет важнейшую роль в радиоастрономич. методах исследования космич. объектов.

СПИРАЛЬНАЯ СТРУКТУРА ГАЛАКТИК. Спиральные ветви (рукава) — характерная особенность т. н. спиральных галактик, к к-рым принадлежит и наша *Галактика*. Ветви содержат сравнительно малую часть всех звёзд галактики, но они явл. бдним из наиболее заметных галактич. образований, т. к. в них сосредоточены почти все горячие звёзды высокой светимости. Звёзды этого типа относят к молодым, поэтому спиральные ветви можно считать местом образования звёзд. Кроме молодых звёзд в рукавах сосредоточена большая часть межзвёздного газа галактики, из к-рого, по совр. представлениям, и образуются звёзды. По характеру спиральных ветвей и по нек-рым др. особенностям спиральные галактики делятся на классы. В галактиках класса Sa (по классификации Хаббла, см. *Галактики*) ветви относительно тонки (200—300 пк) и туго навиты, у галактик класса Sc они более размыты (диффузны) и круто удаляются от центральной области. К спиральным галактикам близки спирали с перемычкой (баром), от концов к-рой обычно отходят спиральные ветви. Одна из распространённых классификаций спиральных галактик принадлежит франц. астроному Ж. Вокулёру, она приведена на рис. 1. Буквы A, B, AB характе-

Галактики представляют собой тесные системы, так время между двумя последовательными сближениями каждой звезды с другой звездой на 3—4 порядка больше возраста галактики. Поэтому возможность распространения волн в таких системах довольно необычна. Здесь упругость необходимая для распространения волн плотности, обусловлена силами Кориолиса, приводящими к эпиклическому движению звезд, тем в конечном счете — вращением системы.

В волне концентрация звезд увеличивается незначительно (соответствующее изменение гравитационного потенциала $\approx 10\text{--}20\%$). Однако реакция межзвездного газа даже на столь незначительное изменение гравитационного потенциала галактики велика: разгоняясь в поле спиральной волны звездной плотности, газ приобретает сверхзвуковую скорость и сжимается в несколько раз. Это может привести к возникновению глобаль-

вспышек сверхновых, молекулярные темные облака, H_2O -мазеры, источники γ -излучения (см. *Звездообразование*). При протекании межзвездного газа через спиральные рукава в нем могут происходить своего рода фазовые



Рис. 2. Фотография спиральной галактики M51 типа Sc с галактическим спутником. На внутренней части рукавов видны темные полосы — результат сжатия газа и пыли ударной волной.

ной (охватывающей большую часть диска) ударной волны в межзвездном газе. Одним из наблюдательных проявлений торможения газа в ударной волне (газ догоняет при своем галактическом движении рукава и затем тормозится) являются темные полосы плотного газа с пылью на внутренней кромке спиральных рукавов (рис. 2). Сжатие газа может служить спусковым механизмом (триггером) для образования звезд. Действительно, индикаторами спиральной структуры обычно служат молодые OB-звезды и их ассоциации, зоны HII, остатки

переходы с образованием облачной структуры. Это проливает свет на происхождение сосуществующих одновременно различных фаз (холодной, теплой, горячей) межзвездного газа.

Волновая теория спиральной структуры галактик разработана достаточно детально и допускает количественное сравнение с наблюдениями. Однако имеется ряд нерешенных проблем. Регулярный спиральный узор наблюдается далеко не во всех галактиках, часто видна довольно нерегулярная структура, состоящая из многих коротких

образований, к-рые лишь «в целом» формируют подобие спиральных рукавов. Регулярный глобальный спиральный узор наблюдается обычно у галактик, имеющих бар, и у галактик со «спутниками» (рис. 2). В этих случаях регулярная структура находит объяснение. Так, имеющийся в центре галактики бар действует как генератор, возбуждающий и поддерживающий волны плотности. Галактика-спутник, как показывают расчёты на ЭВМ, также может возбуждать спиральные волны плотности в осн. галактике, благодаря возникающим здесь приливным силам.

Несмотря на то что волновая интерпретация спирального узора галактик явл. практически общепринятой, в рамках самой волновой теории существуют точки зрения, окончательный выбор между к-рыми могут помочь сделать только наблюдения. Если Галактику со всеми её подсистемами рассматривать как бесконечно тонкий диск с нек-рой ср. дисперсией скоростей звёзд и с поверхностной плотностью, соответствующей проекции полной плотности в данной точке, и приписать этой модели наблюдаемую кривую вращения галактики, то геометрия двухрукавного узора оказывается совпадающей с наблюдаемой при $\Omega_p \approx \approx 13 \text{ км/(с} \cdot \text{кпк)}$ для определённого типа волн плотности. Согласно другой точке зрения, тип волн плотности определяется плоской подсистемой и дисперсией скоростей её компонентов, к-рая намного меньше значения, принятого в первом случае. При этом геометрия наблюдаемого узора лучше описывается др. типом волн с $\Omega_p \approx \approx 24 \text{ км/(с} \cdot \text{кпк)}$. Имеется ряд теоретич. соображений и данных наблюдений, свидетельствующих, по-видимому, в пользу того, что в Галактике реализуется второй случай. Если это так, то Солнце в Галактике находится в исключительно плохом положении, что может иметь далеко идущие последствия для космогонии Солнечной системы и происхождения в ней жизни. Поскольку галактич. диск вращается дифференциально, а спиральные рукава — твердотельно, в Галактике должна существовать окружность, на к-рой угловые скорости диска и волны плотности равны. Такая

окружность наз. коротационной (от англ. corotation — совместное вращение). Её радиус $R = R_c$ определяется условием $\Omega(R_c) = \Omega_p$. Поскольку в каждой спиральной галактике может существовать только одна такая окружность, то, очевидно, она явл. выделенной. Угловая скорость вращения Солнца в Галактике $\Omega_\odot \approx 25 \text{ км/(с} \cdot \text{кпк)}$, расстояние Солнца до центра Галактики $R_\odot \approx 10 \text{ кпк}$. Если $\Omega_p \approx \approx 24 \text{ км/(с} \cdot \text{кпк)}$, то, согласно модели Шмидта (1965 г.), напр., $R_c \approx 10,3 \text{ кпк}$. Это значит, что галактич. орбита Солнечной системы близка к коротационной окружности и, следовательно, находится в особом положении.

Теория волн плотности разрешила принципиальные трудности в понимании природы С. с. г. Однако в целом проблема спиральной структуры пока далека от окончат. решения. Неясны источники энергии волн и механизмы, препятствующие их затуханию, типы волн, ответственные за наблюдаемые спиральные узоры в галактиках. Не удаётся пока объяснить всё многообразие наблюдаемых форм спиральной структуры.

Лит.: Марочник Л. С., Сучков А. А., Галактика, М., 1984; Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Физика межзвездной среды, М., 1979; Рольфс К., Лекции по теории волн плотности, пер. с англ., М., 1980; Вокслер Ж., Классификация и морфология галактик, в сб.: Строение звездных систем, пер. с нем., М., 1962. Л. С. Марочник.

СТЕФАНА — БОЛЬЦМАНА ЗАКОН ИЗЛУЧЕНИЯ — устанавливает соотношение между энергией F , излучаемой единицей поверхности абсолютно черного тела в единицу времени, и его абс. темп-рой: $F = \sigma T^4$; С.—Б. з. и. явл. следствием Планка закона излучения. Коэфф. пропорциональности σ , т. н. постоянная Стефана—Больцмана, теоретически определяется из закона Планка:

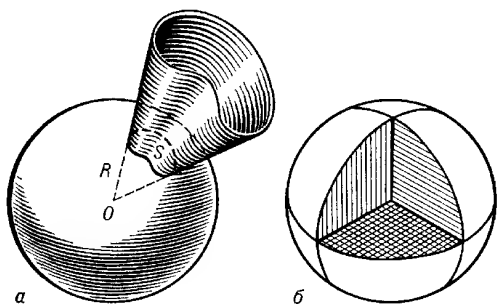
$$\sigma = \frac{2\pi^5}{15} \cdot \frac{h^4}{c^2 h^3} = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \cdot \text{К}^4},$$

$$\text{или } 5,67 \cdot 10^{-5} \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{К}^4}.$$

С.—Б. з. и. играет важную роль в астрофизике. Он связывает болометрич. (полную) светимость L звезды, её радиус R и эффективную температуру T_0 : $\sigma T_0^4 = L/4\pi R^2$. Д. К. Надежин.

ТЕЛЕСКОП оптический — см. *Оптический телескоп*.

ТЕЛЕСНЫЙ УГОЛ — часть пространства, ограниченная конич. поверхностью (поверхность образуют прямые, исходящие из одной точки и пересекающие замкнутую направляющую кривую, рис., а). Т. у. измеряется отношением площади S той части сферы с центром в вершине O конич. поверхности, к-рая вырезается этим Т. у., к квадрату радиуса R сферы. Единицы Т. у. безразмерны, напр. Т. у., заключающий $1/8$ часть пространства (октант, рис., б), равен $4\pi R^2/8R^2 = \pi/2$.



В астрономии применяются следующие единицы Т. у.: стерадиан (ср), квадратный градус ($\square^\circ$), квадратная минута ($\square'$), квадратная секунда ($\square''$). Небесная сфера содержит 4π ср, или $129600/\pi \square^\circ = 41252,96 \square^\circ$; $1 \text{ ср} = 32400/\pi^2 \square^\circ = 3282,81 \square^\circ$.

Сферич. тело радиусом r , находящееся на расстоянии R от точки наблюдения, вырезает на небесной сфере Т. у., равный $2\pi (1 - \sqrt{1 - r^2/R^2})$ ср; для $r \ll R$ Т. у. равен $\pi(r/R)^2$ ср.

ТЕЛЛУРИЧЕСКИЕ ЛИНИИ — узкие линии поглощения, появляющиеся в спектрах космич. источников при прохождении их излучения через земную атмосферу. Осн. компонентами земной атмосферы, ответственными за образование Т. л. и полос поглощения, явл. молекулы азота, кислорода, озона, углекислого газа, водяного пара (подробнее об этом см. в ст. *Прозрачность*

земной атмосферы). Изучение Т. л. позволяет получить данные о составе и физ. состоянии земной атмосферы. В то же время Т. л. затрудняют наземные спектроскопич. исследования состава атмосфер др. планет. В спектрах космич. источников, полученных при помощи аппаратуры, установленной на КА и ИСЗ, Т. л. отсутствуют.

ТЕМПЕРАТУРА — физ. величина, характеризующая распределение энергии между частицами вещества или в спектре излучения в условиях теплового (термодинамического) равновесия. Абсолютная (термодинамическая) темп-ра T выражается в кельвинах (К) и отсчитывается от абсолютного нуля — состояния, в к-ром прекращается поступательное движение частиц. В теоретич. физике и астрофизике часто используют величину kT , т. е. измеряют T в энергетич. единицах (эрг, эВ).

Если система, включающая вещество и излучение, находится в *термодинамическом равновесии*, то кинетич. энергия частиц распределена согласно *Максвелла распределению*, распределение по возбужденным состояниям и состояниям ионизации определяется *Больцмана распределением* и *Саха формулой*, а спектральная плотность энергии излучения распределена по частотам в соответствии с *Планка законом излучения*. Все эти ф-лы включают T в качестве параметра, причём во всех распределениях этот параметр одинаков.

Чаще, однако, в космич. объектах и в лабораторной плазме термодинамич. равновесие не имеет места, так что нек-рые из указанных распределений не выполняются. Во многих случаях оказывается возможным приближённо описывать распределение той же ф-лой, что при термодинамич. равновесии, но с др. параметром — т. н. *эффективной Т.* Введённые таким образом T в разных распределениях могут отличаться. *Кинетическая Т.* частиц определяется как параметр в распределении Максвелла; это может быть *электронная температура* или *ионная температура*

тура (в зависимости от того, о распределении каких частиц идёт речь). Параметр распределения Больцмана наз. T . в о з б у ж д е н и я, а параметр распределения Саха — п о п и з а ц и о н н о й T . Аналогично параметр в ф-ле Планка наз. T . и з л у ч е н и я.

Понятия T . возбуждения и T . ионизации используют и в более широком смысле. В плазме, далёкой от термодинамич. равновесия, напр. в корональном пределе (см. *Линейчатое излучение*), распределение электронов по энергиям остаётся максвелловским с электронной темп-рой T_e . Распределения же по возбужденным состояниям и состояниям ионизации существенно отличаются от ф-л Больцмана и Саха. Эти распределения даются ф-лами, содержащими T_e в качестве параметра. Если условия в источнике нестационарны (напр., остывающая плазма в остатке вспышки сверхновой), то ионизационное равновесие, соответствующее стационарному корональному пределу, не успевает установиться. Его можно приближенно описать стационарной ф-лой, но с эффективной «ионизационной» темп-рой $T_Z < T_e$.

Для описания излучения, спектр к-рого существенно отличается от планковского, используют понятия *яркостной температуры* T_b и *цветовой температуры* T_c . Первая определяет абс. величину интенсивности излучения на данной частоте, а вторая — зависимость интенсивности от частоты в сравнительно небольшом интервале частот, представляющем интерес в конкретной задаче. В радиоастрономии используются также понятия *шумовой температуры* и *антенной температуры*.

ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ — эл.-магн. излучение, генерируемое за счет энергии теплового движения частиц излучающего тела. T . и. тел удовлетворяет осн. закону Кирхгофа — отношение излучающей способности тела к его поглощающей способности есть универсальная функция темп-ры, не зависящая от физ. и геометр. структуры тела. T . и. в основном генерируется электронами. Характерной особенностью T . и. явл. экспоненциальный спад интенсивности на больших частотах ν :

$$I_\nu \sim e^{-h\nu/kT}, \quad h\nu \gg kT. \quad (1)$$

Чернотельное излучение. Важным частным случаем T . и. явл. излучение аб-

солютно черного тела (чернотельное излучение), для к-рого коэфф. поглощения $\alpha_\nu^+ = 1$ на всех частотах. Интенсивность (см. *Интенсивность излучения*) такого излучения B_ν определяется Планка законом излучения:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (2)$$

При $h\nu \gg kT$ это выражение переходит в ф-лу Вина: $B_\nu = (2h\nu^3/c^2)\exp(-h\nu/kT)$, а при $h\nu \ll kT$ — в *Рэлея — Джинса закон излучения*. Если коэфф. поглощения тела $\alpha_\nu^+ < 1$, но не зависит от частоты, то интенсивность излучения равна $aB_\nu(T)$, где постоянная $a < 1$. Этот случай наз. излучением серого тела.

Если источником излучения явл. плазма, в к-рой электроны и тяжёлые частицы (атомы, ионы) характеризуются различной температурой, то в ф-ле (2) под T надо понимать *электронную температуру*.

В случае неоднородного источника выходящее из него излучение явл. интегралом (суммой) по областям с различными темп-рами. Обычно в узкой спектральной области такое излучение можно описать ф-лой (2) с некоторой эффективной темп-рой.

Спектр чернотельного излучения не зависит от хим. состава тела и от природы физ. процессов в излучающем объеме. Более того, это излучение зависит не от объёма тела, а лишь от величины его поверхности. Чернотельное излучение имеет место при *термодинамическом равновесии* излучения с веществом. Для равновесия необходимо, чтобы полная система — вещество и излучение — была замкнутой, т. е. выход излучения должен составлять пренебрежимо малую часть от его количества в объёме системы. Это возможно лишь в том случае, когда фотон успевает многократно поглотиться и переизлучиться, прежде чем достигнет поверхности тела, т. е. на любой частоте $\tau = \alpha_\nu l \gg 1$. Здесь l — характерный размер тела, α_ν — коэфф. поглощения на ед. длины; величина τ наз. оптич. глубиной (*оптической толщью*) тела (на частоте ν). Поскольку α_ν пропорционален плотности или квадрату плотности, условие $\tau \gg 1$ выполняется при очень больших плотностях или размерах излучающих тел.

Спектр T . и. даже однородного оптически толстого ($\tau \gg 1$) слоя плазмы мо-

жет существенно отличаться от черного, если в переносе излучения существенную роль играет рассеяние излучения, т. к. в этом случае фотонам с разной энергией соответствует разная вероятность выхода из слоя.

Излучение оптически тонкой плазмы ($\tau \ll 1$). Другим предельным случаем Т. и. явл. излучение плазмы, вещество к-рой находится прикл. в термодинамич. равновесии, но излучение свободно из неё выходит. Это соответствует оптически тонкой ($\tau \ll 1$) плазме в локальном термодинамич. равновесии (ЛТР). В отличие от черного излучения интенсивность и спектр излучения оптически тонкой плазмы существенным образом зависят от её состава и ионизац. состояния, а также от вероятностей (сечений) конкретных процессов генерации излучения. При ЛТР распределение электронов и др. частиц по энергиям описывается *Максвелла распределением*, а распределение атомов и ионов по возбуждённым состояниям и кратностям ионизации — *Больцмана распределением* и *Саха формулой*. Т. и. помимо непрерывного спектра включает *спектральные линии* (см. также *Линейчатое излучение*).

Общим св-вом любого механизма Т. и. явл. экспоненциальный спад на больших частотах (ф-ла 1). Однако множитель перед экспонентой для различных механизмов существенно различен. Непрерывный спектр Т. и. оптически тонкой горячей плазмы обусловлен гл. обр. *тормозным излучением* и *фоторекомбинацией* (см. *Рекомбинация*) электронов на положит. ионах. В холодной плазме при $kT < 0,5$ эВ играют роль тормозное излучение на нейтральных атомах и отрицат. ионах и фотозахват электрона с образованием отрицат. иона. Для оценки интенсивности непрерывного спектра излучения электронов в поле положит. ионов часто используется т. н. приближение Крамерса, в к-ром поле иона предполагается чисто кулоновским (т. е. полем точечного заряда), а задача об излучении решается методом классич. электродинамики с использованием принципа соответствия. В приближении Крамерса электрон с энергией $\mathcal{E}$ в поле иона испускает излучение (в интервале энергий фотонов от 0 до $\mathcal{E}$), интенсивность к-рого не зависит от частоты. С учётом максвелловского распределения по энергиям интенсивность тормоз-

ного излучения $I_{\nu t}$ на ионах с зарядом Z из ед. объёма плазмы с темп-рой T в интервале 1 Гц и ед. телесного угла:

$$I_{\nu t} = I_0 e^{-h\nu/kT},$$

$$I_0 = N_e N_Z \frac{32 \sqrt{\pi} a_0^3 \text{Ry} Z^2}{3 \sqrt{3} \cdot 137^3} \left(\frac{\text{Ry}}{kT} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где $a_0 = \hbar^2/m_e e^2$ — первый боровский радиус, $\text{Ry} = e^2/2a_0 = 13,6$ эВ — энергия ионизации атома водорода (постоянная Ридберга), $1/137 = e^2/\hbar c$ — постоянная тонкой структуры.

При фоторекомбинации на n -й уровень положительного иона испускается фотон с энергией $h\nu = \mathcal{E} + h\nu_n$, где $h\nu_n = \mathcal{E}_n$ — энергия уровня (отсчитанная от границы ионизации). При $\nu > \nu_n$ интенсивность убывает как $\exp[-h(\nu - \nu_n)]$. Т. о., спектр рекомбинац. излучения представляет собой совокупность «зубцов», каждый из к-рых имеет резкий край и примыкает к границе соответствующей *спектральной серии* линейчатого спектра. Вероятность рекомбинации на n -й уровень (т. е. высота зубца) с ростом n убывает ($\sim 1/n^3$), зубцы сгущаются и, наконец, сливаются.

Суммарная интенсивность тормозного и рекомбинац. излучения электронов с темп-рой T на ионах с зарядом Z в приближении Крамерса даётся ф-лой:

$$I_{\nu} = I_0 e^{-h\nu/kT} \left[1 + \sum_n 2Q \mathcal{E}_n^{3/2} e^{\mathcal{E}_n/kT} / (Z \text{Ry}^{1/2} kT) \right]. \quad (4)$$

Здесь сумма берётся по уровням n иона с зарядом $Z - 1$, для к-рых $\mathcal{E}_n \leq h\nu$; фактор $Q = 1$ для возбуждённых уровней и для осн. состояния атомов с одним электроном на незаполненной оболочке, а для остальных зависит от числа электронов и электронной конфигурации. При $h\nu = \mathcal{E}_n$ в I_{ν} начинает давать вклад новый уровень — появляется зубец, высота к-рого $\sim \mathcal{E}_n^{3/2}/Z \sim Z^2/n^3$. С ростом темп-ры зубцы сглаживаются и, вообще, роль рекомбинац. излучения падает. Но при этом может «включаться» рекомбинация на ионы с более высоким значением Z .

В космич. плазме непрерывный спектр включает тормозное и рекомбинац. излучение на ионах различных элементов. Тормозное излучение связано только с ионами H^+ и He^{2+} , вклад более тяжё-

лых элементов мал. Рекомбинац. излучение на тяжёлых элементах может быть существенным, если $kT \lesssim I_{Z,a}$, где $I_{Z,a}$ — энергия ионизации иона Z^a элемента a .

К Т. и. оптически тонкой плазмы в ЛТР относятся оптич. излучение и радиоизлучение корон Солнца и звёзд, межзвёздного газа в областях II и III, поскольку оно обусловлено тепловыми электронами.

Излучение оптически толстой плазмы ($\tau \gtrsim 1$). С увеличением оптич. толщи излучающего объёма происходит переход от излучения оптически тонкой плазмы в ЛТР к чернотельному излучению. При этом происходит своего рода насыщение. Интенсивность излучения при $\tau > 1$ перестаёт расти с увеличением плотности и объёма V (для оптически толстой плазмы интенсивность непрерывного спектра пропорциональна $N_e^2 l$, где N_e — концентрация электронов). Этот переход происходит неравномерно по спектру. Коэфф. поглощения в линиях намного больше, чем в непрерывном спектре, так что переход к чернотельному излучению начинается в линиях. Когда оптич. толщина в центре линии τ_L достигает 1, интенсивность в этой точке спектра становится близкой к чернотельной при данной темп-ре. При дальнейшем росте τ_L интенсивность в центре линии практически не меняется, но линия становится шире (см. *Кривая роста*). Когда оптич. толщина в континууме τ_c приближается к 1, τ_L уже настолько велика, что линия практически сливается с континуумом. При $\tau_c > 1$ излучение во всём спектре становится чернотельным.

В реальных условиях, если оптич. толщина $\tau \gg 1$, излучение выходит из слоя, оптич. глубина к-рого $\Delta t \sim 1$. Характеристики излучения (напр., эффективная темп-ра) являются нек-рым средним по слою. При этом геометрич. толщина слоя оказывается существенно больше для непрерывного спектра, чем для линий. Другими словами, излучение в непрерывном спектре выходит из больших глубин и соответствует большей эффективной темп-ре, чем в линии.

В недрах звёзд вещество и излучение находятся практически в термодинамич. равновесии, т. к. отток энергии наружу мал по сравнению с полным количеством лучистой энергии, испускаемой и поглощаемой веществом звезды. Во внеш.

слоях выход излучения становится существенным. Излучение, выходящее из слоя $\Delta t \sim 1$, фактически не явл. чернотельным, но в первом приближении можно полагать $\alpha_\nu = \text{const}$, т. е. оно представляет собой излучение серого тела с нек-рой эффективной темп-рой.

Во многих астрофизич. объектах первостепенную роль играют механизмы *нетеплового излучения*, в частности *синхротронное излучение* и обратный эффект Комптона (см. *Комптовское рассеяние*). Л. А. Вайнштейн, С. А. Каплан. **ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЕ РАВНОВЕСИЕ** (тепловое, или статистическое, равновесие) — состояние, в к-рое приходит любая замкнутая макроскопич. система по истечении достаточно большого промежутка времени.

При Т. р. устанавливается *детальный баланс* — любой элементарный процесс в системе оказывается уравновешенным соответствующим обратным процессом. Если, напр., за ед. времени в нек-ром макроскопич. элементе объёма среды (газа) N атомов (ионов, молекул) переходит из начального энергетич. состояния i в состояние k в результате поглощения фотона или соударения с к.-л. частицей, то при Т. р. в том же объёме за то же время произойдёт столько же переходов из состояния k в состояние i с излучением фотонов такой же энергии или с равнозначным уменьшением кинетич. энергии системы. Детальный баланс имеет место для процессов, изменяющих кинетич. энергию и направление движения элементарных частиц, атомов, ионов, молекул, состояние их возбуждения, для процессов *ионизации* и *рекомбинации*, *диссоциации* и образования молекул и т. д. В состоянии Т. р. параметры системы не меняются со временем (строго говоря, те из параметров, к-рые не фиксируют заданные условия существования системы, могут испытывать флуктуации — малые колебания около своих ср. значений).

Из детального баланса процессов следует, что при Т. р. реализуются: *Максвелла распределение частиц по скоростям*, *Больцмана распределение частиц по энергиям*, *Саха формула* для степени ионизации атомов и молекул, закон действующих масс для хим. равновесия, *Планка закон излучения*, *Кирхгофа закон излучения*, *Стефана — Больцмана закон излучения* и т. д. Причём

температуры T , входящие в ф-лы, описывающие эти законы и распределения, одинаковы во всех частях равновесной системы и для всех сортов частиц, т. е. можно говорить просто о *температуре* системы.

Термодинамически равновесное поле излучения можно получить внутри замкнутой полости с теплоизолирующими стенками (см. *Абсолютно чёрное тело*). Внутри такой полости фотоны распределены однородно и изотропно, интенсивность излучения определяется ф-лой Планка $B_\nu(T)$, а поток излучения строго равен нулю. Однако если в стенке полости имеется отверстие достаточно малое, чтобы практически не нарушить равновесие внутри полости, то спектр, плотность потока излучения (количество энергии, проходящей через ед. площади за ед. времени в единичном интервале частот) через такое малое отверстие равна $\pi B_\nu(T)$.

Во Вселенной в целом условия, близкие к T р., реализовались лишь на ранних этапах её эволюции, до эпохи рекомбинации (см. *Космология*). В звёздах T р., вообще говоря, отсутствует, т. к. всякая звезда излучает с поверхности нек-рое количество эл.-магн. энергии, возникающей в её недрах вследствие термоядерных реакций. Существующий в звёздах поток энергии наружу, а значит, и градиент (перепад) температур между внутр. и наружными частями несовместимы с T р.

Применительно к звёздам, а иногда и к др. астрономич. объектам используется предположение о *локальном* T р., согласно к-рому темп-ра в разных элементах объёма среды разная, существует поток излучения наружу (поле излучения неизотропно), но в каждом элементе объёма среды справедливы распределения Максвелла и Больцмана, формула Саха, закон излучения Кирхгофа, причём во все из них для данного объёма входит одно и то же локальное (местное) значение температур, одинаковое для всех сортов частиц.

Локальное T р. хорошо выполняется в недрах звёзд, в слоях с *оптической толщией* $\tau \gg 1$ на всех частотах, на к-рых светит звезда, и менее оправдано для внеш. слоёв звезды (в *фотосфере*). Тем не менее, поскольку предположение о локальном T р. очень сильно облегчает расчёт моделей атмосфер звёзд, его часто используют при расчёте ра-

диального распределения температур и характеристик непрерывного спектра звёзд (т. н. LTE-модели). При отказе от этого предположения (в т. н. NLTE-моделях) приходится находить совместные решения ур-ний переноса излучения, статистич. равновесия (населённости уровней и ионизац. равновесия для большого числа ионов хим. элементов) и гидростатич. равновесия в звёздах со стационарными атмосферами, а в случае нестационарных атмосфер — ур-ний гидродинамики. Совместное решение этих ур-ний — задача очень трудная, требующая применения быстродействующих ЭВМ. Как следует из сравнения LTE- и NLTE-моделей атмосфер, гипотеза локального T р. позволяет в большинстве случаев качественно, а часто и с неплохой точностью количественно описать непрерывный спектр выходящего из звезды излучения и распределения осн. физ. величин с глубиной в атмосферах звёзд. Основанием для применения гипотезы локального T р. к звёздным атмосферам служит то обстоятельство, что излучение, поглощаемое элементарным объёмом атмосферы, в сильной степени перерабатывается прежде, чем покидает его. Как известно из термодинамики, такая переработка идёт в направлении установления T р.

Локальное T р. явл. хорошим приближением к реальности для всех астрофизич. объектов или их частей, где среда оказывается оптически толстой на всех частотах, на к-рых объект излучает. Примерами таких объектов могут служить протозвёзды и протопланеты на поздних стадиях эволюции, когда плотность газа становится значительной.

В межзвёздном газе и туманностях, в газовых оболочках активных ядер галактик и квазаров условия, как правило, очень далеки от T р., и из термодинамически равновесных соотношений для них обычно можно использовать лишь максвелловское распределение частиц по скоростям. Для расчёта температур, ионизаций, спектра излучения в этих случаях необходимо решать ур-ния статистич. равновесия. Типичными примерами отсутствия T р. явл. условия, господствующие в *солнечной короне* и в *планетарных туманностях*. В первом случае темп-ра излучения определяется темп-рой фотосферы (≈ 6000 K), тогда как *электронная температура*, определяемая распределением электронов по

скоростям, достигает $(1-2) \cdot 10^6 \text{ К}$. В планетарных туманностях господствуют совершенно другие условия: темп-ра излучения определяется темп-рой центральной горячей звезды (ядра) $T \approx (3-10) \cdot 10^4 \text{ К}$, электронная же темп-ра составляет всего 5—10 тыс. К.

Лит.: Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М., Статистическая физика, ч. 1, 3 изд., М., 1976; Михалас Д., Звездные атмосферы, ч. 1—2, пер. с англ., М., 1982.

Н. Г. Бочкарёв.
ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ — см.

Ядерные реакции.

ТОМСОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ — рассеяние низкочастотного излучения на свободных электронах. Сечение (см. *Взаимодействие излучения с веществом*) Т. р. σ_T не зависит от энергии электрона: $\sigma_T = (8\pi/3)r_e^2 = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ [$r_e = e^2/(m_e c^2)$ — классический радиус электрона]. Дифференциальное сечение Т. р.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \alpha),$$

где α — угол рассеяния. Таким образом, Т. р. имеет рэлеевскую индикатрису (зависимость интенсивности рассеянного излучения от α).

Т. р. получило своё название в честь англ. учёного Дж. Дж. Томсона, рассмотревшего поведение заряженной частицы в поле эл.-магн. волны. Под действием переменного электрич. поля волны частица колеблется с частотой волны, испытывая переменное ускорение. Заряд, движущийся с ускорением, должен излучать. Излучаемая энергия черпается из энергии первичной волны и переизлучается во всех направлениях с рэлеевской индикатрисой и на той же частоте. Т. р. явл. эффектом классической, а не квантовой физики.

Квантовые поправки становятся существенными при больших энергиях фотонов (см. *Комптоновское рассеяние*). Условие применимости приближения Т. р. имеет вид: $\gamma h\nu/(m_e c^2) \ll 1$, где $\gamma = \mathcal{E}/m_e c^2$ — лоренц-фактор рассеивающего электрона, ν — частота излучения, $\mathcal{E}$ — энергия электрона.

Рассеяние, подобное Т. р., имеет место и на ядрах, однако, поскольку сечение рассеяния обратно пропорционально квадрату массы рассеивающей частицы, для протона оно почти в $4 \cdot 10^6$ раз меньше, чем сечение Т. р. на свободном электроне.

Т. р. даёт существенный вклад в непрозрачность вещества в недрах звёзд,

влияет на спектр излучения горячих звёзд, определяет большую часть свечения *солнечной короны*, наблюдаемого во время полных солнечных затмений. Велика роль Т. р. в формировании спектров рентг. источников, *аккреционных дисков*, *белых карликов*. Оно влияет на профиль спектральных линий в горячих атмосферах звёзд.

Характерной особенностью Т. р. явл. сильная линейная поляризация рассеянного излучения. Степень поляризации зависит от угла рассеяния и достигает 100% при $\alpha = 90^\circ$. Именно этот эффект приводит к сильной поляризации диффузного оптич. излучения солнечной короны. При доминирующей роли Т. р. сильно поляризовано и излучение, выходящее из плоскопараллельной атмосферы. Степень поляризации может достигать 11,7% и зависит от угла между нормалью к плоскости и лучом зрения. Этот эффект приводит к поляризации излучения звёзд в тесных двойных системах (форма таких звёзд отличается от сферической из-за приливного влияния соседнего компонента) и к поляризации излучения аккреционных дисков.

Р. А. Сюняев.
ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ. Согласно положениям электродинамики, заряд, движущийся с ускорением или торможением, излучает эл.-магн. волны. В космич. условиях торможение (или ускорение) зарядов может быть вызвано либо их притяжением или отталкиванием при сближении электронов и ионов, либо их центробежным ускорением при движении во внешних магн. полях. В астрофизике Т. и. называют только первый механизм излучения. Другой механизм — излучение при торможении частиц во внеш. магн. поле — называют магнитотормозным (циклотронным и синхротронным).

Т. и. (в астрофизич. смысле этого слова) обычно возникает в ионизов. газе благодаря столкновениям тепловых электронов с ионами. Часто Т. и. также наз. излучением при свободно-свободных переходах, т. к. его можно связать с переходами электронов с одной орбиты на другую, не сопровождающимися захватом электрона ионом. При этих переходах излучается весь спектр частот эл.-магн. волн, в т. ч. рентг. лучи (если темп-ра достаточно высока) и радиоволны. Спектр Т. и. непрерывен и обрывается при максимально возможной энергии, равной начальной энергии

электрона. Энергия Т. и. из ед. объёма плазмы внутри ед. телесного угла в единичном интервале частот в ед. времени (т. н. коэфф. излучения) $j_\nu(T) =$

$$= \frac{16}{3} \left(\frac{\pi}{6} \right)^{1/2} \frac{n_\nu Z^2 e^6}{m_e^3 c^3} \left(\frac{m_e}{kT} \right)^{1/2} \cdot g \cdot e^{-h\nu/kT} n_e n_i =$$

$$= 5,44 \cdot 10^{-39} \frac{n_\nu Z^2 g}{\sqrt{T}} e^{-h\nu/kT} n_e n_i$$

в единицах эрг/(см³·с·ср.Гц). Здесь n_ν — показатель преломления, Z — заряд иона, n_e и n_i — концентрации электронов и ионов, g — т. н. множитель Гаунта (в оптич. диапазоне $g \approx 1$, а в радиодиапазоне $g \approx 6-7$). Из-за большой массы ионов их Т. и. пренебрежимо мало по сравнению с Т. и. электронов. Скорость потерь энергии плазмой на тормозное излучение составляет:

$$W = 1,43 \cdot 10^{-27} T^{1/2} n_e n_i Z^2 [\text{эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})].$$

Механизм Т. и. в космич. условиях ответствен за радиоизлучение *солнечной короны* и *корон звёзд*, зон *НII*, *планетарных туманностей*, газа в скоплениях *галактик* и т. п. Т. и. также определяет значительную часть ИК-и оптич. излучения звёзд. С помощью этого механизма объясняют также излучение нек-рых рентг. источников.

Реже встречается Т. и. нетепловых электронов *космических лучей*, дающее вклад в гамма-излучение Галактики и др. объектов, Т. и. электронов на электронах (оно существует лишь при темп-ре газа $T \gtrsim 10^9$ К), а также Т. и. электронов на отрицательных ионах и даже на нейтральных атомах. Существование последнего связано с конечными размерами атомов, из-за чего электрон, проходя близко от центра атома, испытывает слабое ускорение, обусловленное разностью электростатич. сил, действующих на него со стороны ядра и электронных оболочек. Т. и. на нейтральных атомах и отрицательных ионах существенно в атмосферах холодных звёзд при $T \lesssim 6000-7000$ К.

С. А. Каплан,

ТУМАННОСТИ.

Содержание:

1. Введение 661
2. Тёмные туманности 661
3. Отражательные туманности 663
4. Туманности, ионизованные излучением 663
5. Туманности, созданные ударными волнами 664

1. Введение

Туманности представляют собой участки межзвёздной среды, выделяющиеся своим излучением или поглощением излучения на общем фоне неба. Ранее Т. наз. всякий неподвижный на небе протяжённый объект. В 20-е гг. 20 в. выяснилось, что среди Т. много *галактик* (напр., Туманность Андромеды). После этого термин «Т.» стал пониматься более узко, в указанном выше смысле.

Т. делятся на светлые и тёмные. Последние видны благодаря поглощению излучения расположенных за ними источников. Светлые Т. делятся на самосветящиеся и отражательные — рассеивающие свет звёзд. В самосветящихся Т. источником энергии, приводящим к свечению, в одном случае явл. излучение горячих звёзд, нагревающих и ионизирующих вещество, в другом — ударные волны различного происхождения. К первому случаю относятся *зоны НII* (зоны Стрёмгrena) и *планетарные туманности*, а также ИК-Т. типа Бёклина — Нейгебауэра и Клеймана — Лоу, в к-рых светится нагретая пыль, ко второму — *остатки вспышек сверхновых* и новых звёзд, *кольцевые Т.* вокруг звёзд с мощным *звёздным ветром* (звёзд типа Of, Вольфа — Райе звёзд, ассоциаций ОВ-звёзд).

Нередко Т. делят на *газовые* и *пылевые*. Однако такое деление условно, т. к. во всех Т. имеются газ и пыль примерно в одинаковой пропорции. Пылевыми обычно называют такие Т., оптич. проявления к-рых объяснены пылью (тёмные Т., отражательные Т.), а газовыми — Т., в к-рых в оптич. диапазоне светится преимущественно газ (зоны НII, остатки вспышек сверхновых звёзд и др.).

2. Тёмные туманности

Тёмные туманности представляют собой плотные (обычно молекулярные) облака межзвёздного газа и межзвёздной пыли, непрозрачные из-за межзвёздного поглощения света пылью. Обычно они видны на фоне светлых Т. (рис. 1,а). Реже тёмные Т. видны прямо на фоне Млечного Пути. Таковы Т. Угольный мешок и множество более мелких, называемых гигантскими глобулами (см. рис. 1,б, а также табл. 1 в ст. *Межзвёздный газ*).

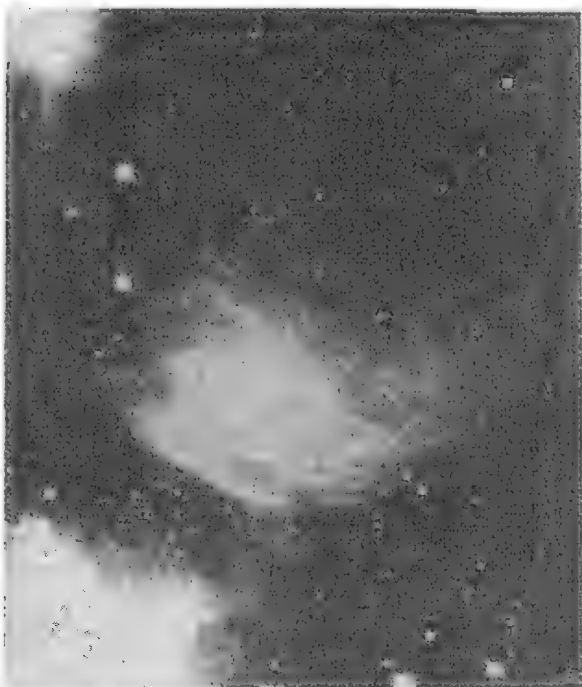
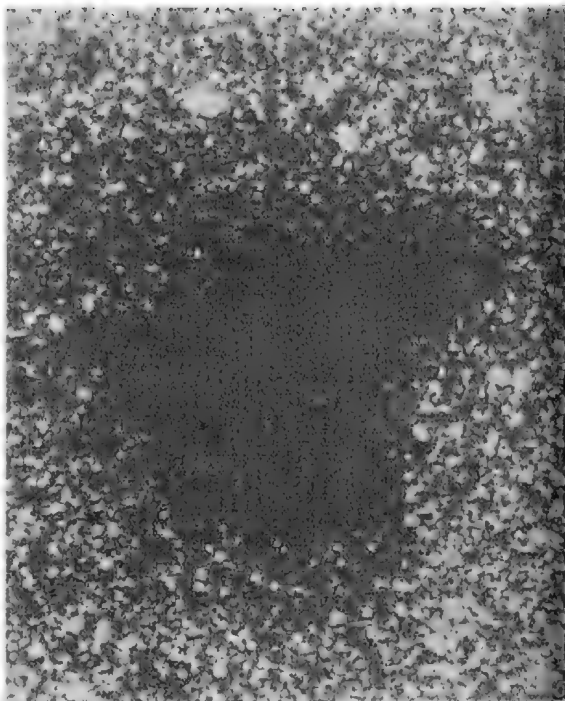
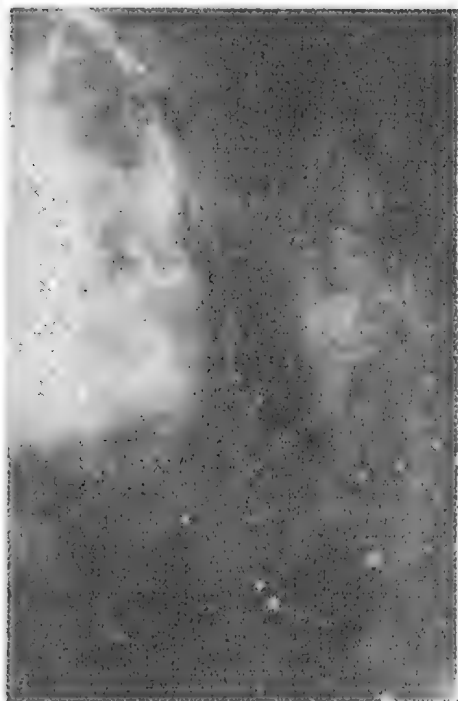


Рис. 1. Пылевые туманности: а — полупрозрачная тёмная волокнистая туманность, наблюдаемая на фоне светлой туманности Лагуна; б — гигантская глобула с поглощением $A_V = 25^m$ (объект Барнарда 68) на фоне Млечного Пути; в — отражательная волокнистая туманность в скоплении Плеяды, г — кометарная туманность.

Межзвездное поглощение света A_V в темных Т. колеблется в широких пределах, от $1-10^m$ до $10-100^m$ в наиболее плотных Т. (поглощение $A_V \geq 10^m$ получают путем пересчета результатов наблюдений в ИК-диапазоне). Строение Т. с большим A_V поддается изучению только методами радиоастрономии и субмиллиметровой астрономии, в основном по наблюдениям молекулярных радиолиний и по ИК-излучению пыли. Часто внутри темных Т. обнаруживаются отдельные уплотнения с A_V до $10\ 000^m$, в к-рых, по-видимому, формируются звезды (см. *Звездообразование*).

В тех частях Т., к-рые полупрозрачны в оптич. диапазоне, хорошо заметна волокнистая структура. Волокна и общая вытянутость Т. связаны с наличием в них магн. полей, затрудняющих движение вещества поперек силовых линий и приводящих к развитию ряда видов магнитогидродинамич. неустойчивостей. Пылевой компонент вещества Т. связан с магн. полями из-за того, что пылинки электрически заряжены (см. *Межзвездная пыль*).

3. Отражательные туманности

Отражательные туманности явл. газово-пылевыми облаками, подсвеченными звездами. Если звезда (звезды) находится в межзвездном облаке или рядом с ним, но недостаточно горяча (горячи), чтобы ионизовать вокруг себя значит. количество межзвездного водорода, то осн. источником оптич. излучения Т. оказывается свет звезд, рассеиваемый межзвездной пылью. Примером таких Т. явл. Т. вокруг ярких звезд в скоплениях Плеяды (рис. 1, в).

Большинство отражательных Т. расположено вблизи плоскости Галактики. В ряде случаев наблюдаются отражательные Т. на высоких галактич. широтах. Это газово-пылевые (часто молекулярные) облака различных размеров, формы, плотности и массы, подсвечиваемые совокупным излучением звезд диска Галактики. Они трудны для изучения из-за очень низкой поверхностной яркости (обычно много слабее фона неба). Иногда, проецируясь на изображениях галактик, они приводят к появлению на фотографиях галактик несуществующих в действительности деталей — хвостов, перемычек и т. п.

Нек-рые отражательные Т. имеют кометообразный вид и наз. кометарными (рис 1, г). В «голове» такой Т.

находится обычно переменная звезда типа Т Тельца, освещающая Т. Такие Т. нередко имеют переменную яркость, отслеживая (с запаздыванием на время распространения света) переменность излучения освещающих их звезд. Размеры кометарных Т. обычно малы — сотые доли пк.

Редкой разновидностью отражательной Т. явл. т. н. световое эхо, наблюдавшееся после вспышки Новой звезды 1901 г в созвездии Персея. Яркая вспышка новой звезды подсветила пыль, и несколько лет наблюдалась слабая Т., распространявшаяся во все стороны со скоростью света. Кроме светового эха после вспышек новых звезд образуются газовые Т., подобные остаткам вспышек сверхновых звезд.

Многие отражательные Т. имеют тонковолокнистую структуру — систему почти параллельных волокон толщиной в несколько сотых или тысячных долей пк. Происхождение волокон связано с желобковой или перестановочной неустойчивостью в Т., пронизанной магн. полем (см. *Неустойчивости плазмы*). Волокна газа и пыли раздвигают силовые линии магн. поля и внедряются между ними, образуя тонкие нити.

Изучение распределения яркости и поляризации света по поверхности отражательных Т., а также измерение зависимости этих параметров от длины волны позволяют установить такие св-ва межзвездной пыли, как *альbedo*, индикатрису рассеяния, размер, форму и ориентацию пылинок.

4. Туманности, ионизованные излучением

Туманности, ионизованные излучением, — участки межзвездного газа, сильно ионизованного (см. *Ионизация*) излучением звезд или др. источников ионизирующей радиации. Самыми яркими и распространенными, а также наиболее изученными представителями таких Т. явл. области ионизованного водорода (зоны HII). В зонах HII вещество практически полностью ионизовано и нагрето до темп-ры $\sim 10^4\text{K}$ УФ-излучением (гл обр. с $\lambda < 912\text{Å}$) находящихся внутри них звезд. Лишь разреженные зоны HII низкой плотности (см. *Межзвездный газ*) ионизованы излучением звезд, расположенных далеко вне зон HII, в т. н. корональном газе. Разнообразием зон HII явл. планетарные Т.

К Т., ионизованным излучением, относятся также т. н. зоны ионизованного углерода (зоны СИ), в которых углерод практически полностью ионизован светом центральных звезд.

Зоны СИ обычно расположены вокруг зон НII в областях нейтрального водорода (HI) и проявляют себя по рекомбинационным радиолиниям углерода, аналогичным рекомбинационным радиолиниям водорода и гелия. Зоны СИ наблюдаются также в ИК-линии СИ ($\lambda = 156$ мкм). Для зон СИ характерны низкая темп-ра $T \approx 30-100$ К и малая степень ионизации среды в целом: $N_e/N \lesssim 10^{-3}$, где N_e и N — концентрации электронов и атомов. Зоны СИ возникают из-за того, что потенциал ионизации углерода (11,8 эВ) меньше, чем у водорода (13,6 эВ). Излучение звезд с энергией ϵ фотонов $11,8 \text{ эВ} \leq \epsilon \leq 13,6 \text{ эВ}$ ($\lambda = 1108-912 \text{ \AA}$) выходит за пределы зоны НII в область HI, сжатую ионизационным фронтом зоны НII, и ионизует там углерод. Зоны СИ возникают также вокруг звезд спектральных классов В1 — В5, находящихся в плотных участках межзвездной среды. Такие звезды практически не способны ионизовать водород и не создают заметных зон НII.

Т., ионизованные излучением, возникают также вокруг мощных рентг. источников в Галактике и в др. галактиках (в т. ч. в активных ядрах галактик и квазарах). Для них часто характерны более высокие темп-ры, чем в зонах НII, и более высокая степень ионизации тяжелых элементов.

5. Туманности, созданные ударными волнами

Разнообразие и многочисленность источников сверхзвукового движения вещества в межзвездной среде приводят к большому количеству и разнообразию Т., созданных ударными волнами. Обычно такие Т. недолговечны, т. к. исчезают после исчерпания кинетич. энергии движущегося газа.

Осн. источниками сильных ударных волн в межзвездной среде явл. взрывы звезд — сбросы оболочек при вспышках сверхновых и новых звезд, а также звездный ветер. Во всех этих случаях имеется точечный источник выброса вещества (звезда). Созданные таким образом Т. имеют вид расширяющейся

оболочки, по форме близкой к сферической.

Выбрасываемое вещество имеет скорости порядка сотен и тысяч км/с, поэтому темп-ра газа за фронтом ударной волны может достигать многих млн. и даже млрд. К.

Газ, нагретый до темп-ры несколько млн. К, излучает гл. обр. в рентг. диапазоне как в непрерывном спектре, так и в спектральных линиях. В оптич. спектральных линиях он светится очень слабо. Когда ударная волна встречает неоднородности межзвездной среды, она обгибает уплотнения. Внутри уплотне-

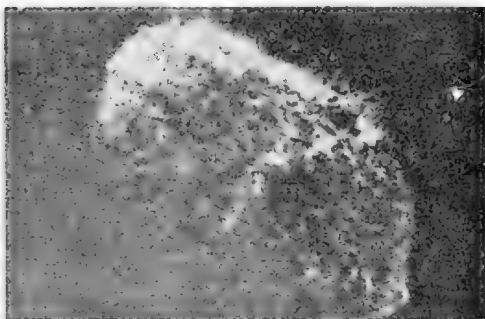


Рис. 2. Волокнистая туманность NGC 6888 в созвездии Лебедя, образованная взаимодействием звездного ветра звезды Вольфа — Райе с межзвездным газом.

ний распространяется более медленная ударная волна, вызывая излучение в спектральных линиях оптич. диапазона. В результате возникают яркие волокна, хорошо заметные на фотографиях. Осн. ударный фронт, обжимая сгусток межзвездного газа, приводит его в движение в сторону своего распространения, но с меньшей, чем у ударной волны, скоростью.

Наиболее яркие Т., созданные ударными волнами, вызваны взрывами сверхновых звезд и наз. остатками вспышек сверхновых звезд. Они играют очень важную роль в формировании структуры межзвездного газа. Наряду с описанными особенностями для них характерно нетепловое радиоизлучение со степенным спектром, вызванное релятивистскими электронами, ускоряемыми как в процессе взрыва сверхновой, так и позже пульсаром, обычно остающимся после взрыва. Т., связанные со взрывами новых звезд, малы, слабы и недолговечны.

Другой тип Т., созданных ударными волнами, связан со звездным ветром

от звёзд типа Вольфа — Райе. Эти звёзды характеризуются очень мощным звёздным ветром с потоком массы $\approx 10^{-5} M_{\odot}$ в год и скоростью истечения $(1-3) \cdot 10^3$ км/с. Они создают Т. размером в несколько пк с яркими волокнами (рис. 2). В отличие от остатков вспышек сверхновых звёзд радиоизлучение этих Т. имеет тепловую природу. Время жизни таких Т. ограничено продолжительностью пребывания звёзд в стадии звезды Вольфа — Райе и близко к 10^5 лет (см. *Эволюция звёзд*).

Аналогичны по св-вам Т. вокруг наиболее ярких горячих звёзд спектрального класса О — звёзд Of, также обладающих сильным звёздным ветром. От Т., связанных со звёздами Вольфа — Райе, они отличаются меньшей яркостью, большими размерами и, видимо, большей продолжительностью жизни.

Наблюдения в рентг. диапазоне показали, что существуют Т., образованные, по-видимому, совокупным действием звёздного ветра и взрывов многих десятков сверхновых звёзд в ассоциациях звёзд спектральных классов О, В (см. *Оболочки-гиганты*). Они «выдувают» осн. часть газа из области диаметром 100—200 пк вокруг ассоциации. Оставшийся в области газ низкой плотности, нагретый до темп-ры в несколько млн. градусов, удаётся наблюдать только в рентг. лучах. Вокруг таких «пузырей» в межзвёздной среде имеются слабые волокнистые Т. с малыми скоростями расширения.

Ударные волны меньших скоростей возникают в областях межзвёздной среды, в к-рых происходит звездообразование. Они приводят к нагреву газа до многих сотен и тысяч К, возбуждению молекулярных уровней, частичному разрушению молекул, нагреву пыли. Такие ударные волны видны в виде вытянутых Т., светящихся преимущественно в ИК-диапазоне. Ряд таких Т. обнаружен, например, в очаге звездообразования, связанном с туманностью Ориона.

Лит.: Аллер Л., Атомы, звезды и туманности, пер. с англ., М., 1976; Бок Б., Бок П., Млечный путь, пер. с англ., М., 1978; Рожковский Д. А., Курчак А. В., Каталог отражательных туманностей, А.-А., 1968 (Тр. Астрофиз. ин-та АН Казах. ССР, т. 11); Хавтаси Д. Ш., Атлас галактических темных туманностей, Тб., 1960; Мартынов Д. Я., Курс общей астрофизики, 3 изд., М., 1979. См. также лит. при ст. Межзвёздный газ, Планетарные туманности, Остатки вспышек сверхновых, Зоны HII, Н. Г. Бочкарёв.

ТУРБУЛЕНТНОСТЬ.

Содержание:

1. Введение 665
2. Условия возникновения турбулентности 665
3. Теоретическое описание турбулентности 666
4. Макроскопические следствия турбулентности 667
5. Двухмерная турбулентность . . 667

1. Введение

Турбулентность — беспорядочные движения в потоках жидкости, газа, плазмы, в результате к-рых скорость, давление, плотность, темп-ра потока меняются в пространстве и во времени случайным образом.

Понятие турбулентных и ламинарных потоков ввёл в 1883 г. англ. физик О. Рейнольдс, изучая движение жидкости в трубе. При небольших скоростях движение регулярно, но когда отношение сил инерции к вязким силам (число Рейнольдса $Re = ud/\nu$, где u — характерная скорость потока, d — характерный размер потока, в данном случае диаметр трубы, ν — коэфф. кинематич. вязкости) превзойдёт некое критич. значение ($Re_K \approx 10^3$), то движение теряет устойчивость и становится более или менее беспорядочным. При этом в потоке появляются беспорядочные вихри разных размеров, и скорость потока в каждой точке меняется случайным образом со временем. Эти вихри могут дробиться или иногда сливаться между собой. Чем больше т. н. закритичность, т. е. чем больше число Re превышает Re_K , тем интенсивнее идут эти процессы.

2. Условия возникновения турбулентности

В первоначально регулярных потоках в результате неустойчивости возникают случайные возмущения, к-рые быстро растут, взаимодействуют с осн. потоком и друг с другом, порождают новые возмущения, т. е. потоки становятся турбулентными. Существуют две осн. причины неустойчивости: сдвиг скорости в пространстве (изменение скорости поперёк потока) и термич. неустойчивость жидкости, неравномерно разогреваемой в пространстве и находящейся в поле силы тяжести.

В первом случае неустойчивость развивается при достаточно больших числах Рейнольдса в результате движения посторонних тел в жидкости, на грани-

цах хорошо выраженных течений в атмосферах планет (особенно Юпитера и Сатурна), в земном океане и т. п. В случае термич. неустойчивости выделяют горизонтально-неоднородный и вертикально-неоднородный разогревы. Под горизонтально понимается поверхность равного потенциала силы тяжести, а под вертикально — направление её градиента. При горизонтально-неоднородном разогреве жидкость всегда находится в состоянии движения, а при вертикальном — если вертикальный градиент темп-ры $dT/dz < \gamma_a = -\alpha g T / c_p$ (см. *Конвекция*), здесь γ_a — адиабатич. градиент темп-ры, α — коэфф. теплового расширения жидкости, g — ускорение силы тяжести, c_p — теплоёмкость при постоянном давлении. Если $dT/dz \geq \gamma_a$, то в отсутствие горизонтальных градиентов темп-ры (и других вынуждающих сил) жидкость покоится. Более общая формулировка условий устойчивости среды в поле силы тяжести требует, чтобы $d\rho/dz > (d\rho/dz)_a = -\rho g c^{-2}$, где ρ — плотность среды, c — скорость звука в ней, $(d\rho/dz)_a$ — адиабатич. градиент плотности среды. Если плотность среды убывает с увеличением высоты быстрее, чем по адиабатич. градиенту, то в ней возникают вертикальные движения более или менее случайного характера — т. н. конвекция, или термическая Т. В противном случае конвекция отсутствует. Устойчивую вертикальную стратификацию (расслоение жидкости в поле силы тяжести) можно характеризовать частотой Брента — Вайсяля $N = [g(d\rho/dz)/\rho + g^2 c^{-2}]^{1/2}$. Величина N определяет круговую частоту инерционных колебаний жидкой частицы, выведенной по вертикали из состояния равновесия. Напр., метеорологич. шар-зонд обычно слегка колеблется по высоте с периодом порядка неск. минут относительно ср. уровня полёта в атмосфере, к-рая, как правило, устойчиво стратифицирована. В среде могут существовать внутр. волны (ВВ) с частотами $\omega \leq N$. В этих волнах, как и в волнах на поверхности жидкости (к-рые явл. предельным случаем ВВ при резком скачке плотности), частицы жидкости смещаются поперёк направления скорости волн. Очевидно, что для случая конвекции величина N имеет мнимое значение.

Устойчивая по высотам стратификация среды затрудняет также развитие сдвиговой неустойчивости потока. Изур-ния локального баланса турбулент-

ной энергии, учитывающего генерацию кинетич. энергии Т. и её диссипацию, обусловленную вязкостью, следует, что Т. сдвигового происхождения подавляется полностью, когда т. н. число Ричардсона (по имени англ. учёного Л. Ричардсона)

$$Ri = \left[\frac{g}{\rho} \left(\frac{d\rho}{dz} \right) + \frac{g^2}{c^2} \right] / \left(\frac{du}{dz} \right)^2 \geq Ri_k \sim 1.$$

В этих условиях случайный компонент потока может существовать лишь в виде ВВ, порождаемых к.-л. внеш. источниками. При достаточно большой амплитуде ВВ могут взаимодействовать друг с другом и с потоком, увеличивая его беспорядочность. Эта ситуация может быть описана в приближении т. н. слабой Т., не очень сильно меняющей осн. состояние потока. При устойчивой стратификации Т. встречается в огранич. областях пространства, часто имеющих форму горизонтальных дисков (наблюдаемых, напр., в океане и в атмосфере Земли). Считается, что в них Т. образуется из-за обрушения ВВ (аналогичного появлению барашков на морских волнах).

3. Теоретическое описание турбулентности

Ввиду хаотич. характера изменений параметров потока во времени и пространстве возможно лишь статистич. описание Т. Для многих приложений достаточно знания лишь первых и вторых одноточечных и двухточечных моментов случайных полей (скорости, темп-ры и др.). Одноточечные моменты — это ср. значения полей или их среднеквадратичные значения, двухточечные — корреляционные или структурные функции, т. е. ср. произведения значений поля в двух точках пространства (или времени) или ср. значения произведения разностей этих значений. Описание реальных турбулентных потоков часто затруднено неоднородностью в пространстве и нестационарностью во времени их ср. характеристик. Однако достаточно мелкомасштабная структура турбулентных потоков и в этом случае обладает рядом универсальных закономерностей, установленных в 1941 г. А. Н. Колмогоровым и А. М. Обуховым. Если ср. скорость потока u существенно меняется на масштабе L , то для масштабов $r \ll L$, согласно первой гипотезе подобия Колмогорова, статистич. характеристики разностей полей в

двух точках, разделённых расстоянием r , будут однородны и изотропны, а структура потока определяется лишь кинематич. вязкостью ν и скоростью диссипации кинетич. энергии T . на ед. массы ε (величину ε можно оценить как u^3/L ; для условий развитой свободной конвекции $\varepsilon = \alpha g F / \rho c_p$, где F — вертикальный тепловой поток). Осн. диссипация энергии T . происходит на масштабе $l_v \sim \nu^{3/4} \varepsilon^{-1/4}$, и если $l_v \ll r \ll L$ (т. н. инерционный интервал масштабов, поскольку здесь ещё не действует вязкость, а силы инерции дробят случайные вихри), то в этом интервале структура потока определяется лишь значением ε (вторая гипотеза подобия Колмогорова). К примеру, в тропосфере значение L порядка половины высоты над поверхностью Земли, а $l_v \sim 1$ см. В инерционном интервале, в частности, для продольной структурной ф-ции скорости D_{11} из соображений размерности можно написать:

$$D_{11}(r) = \langle [v_l(x+r) - v_l(x)]^2 \rangle = C(\varepsilon r)^{2/3},$$

где $v_l = (vr)/r$ — проекция скорости на направление вектора, соединяющего две точки наблюдений с координатами x и $x+r$, $r = |r|$, угловые скобки означают осреднение. Согласно измерениям, коэфф. $C \approx 2$. Аналогичные выражения могут быть написаны и для др. компонентов структурного тензора поля скорости, но все они в силу (локальной) однородности и изотропии и ур-ния неразрывности (для несжимаемой жидкости, т. е. при $u \ll c$) выражаются через $D_{11}(r)$. Вторая гипотеза подобия может быть применена и к спектральной плотности распределения энергии T . $\mathcal{E}$ по волновым числам k в интервале $2\pi/L \ll k \ll 2\pi l_v^{-1} \nu^{-3/4}$. Соображения размерности дают:

$$\mathcal{E}(k) = C_1 \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}, \quad C_1 \approx 1,5.$$

Аналогичные соображения (А. М. Обухова, 1949 г.) могут быть применены для описания статистич. структуры пульсаций темп-ры (или любой другой пассивной примеси), когда они не влияют существенно на структуру потока. Структура температурного поля в турбулентном потоке определяется не только ε , но ещё и скоростью диссипации интенсивности флуктуаций темп-ры N_T , равной по порядку величины $(\Delta T)^2 u L^{-1}$, где ΔT — характерный перепад темп-р в

потоке на его внешнем масштабе L . Тогда если коэфф. температуропроводности среды $\sim \nu$, то в инерционном интервале масштабов

$$D_{TT}(r) = \langle [T(x+r) - T(x)]^2 \rangle = C_T N_T \varepsilon^{-1/2} r^{2/3}, \quad C_T \approx 3,5,$$

$$\mathcal{E}_T(k) = C_{1T} N_T \varepsilon^{-1/3} k^{-5/3}, \quad C_{1T} \approx 1,4.$$

4. Макроскопические следствия турбулентности

Флуктуации темп-ры при медленных движениях не слишком большого масштаба определяют флуктуации плотности. Последние в основном ответственны за флуктуации показателя преломления эл.-магн. волн. Эти флуктуации вызывают случайные изменения в амплитуде и фазе эл.-магн. сигналов, прошедших через турбулентную среду.

Турбулентные флуктуации поля скорости способствуют существенно более эффективному перемешиванию потока (выравниванию скоростей или темп-р), чем обычные молекулярные механизмы. Можно ввести коэфф. турбулентного перемешивания $K(r)$, зависящий от масштаба вихрей. В инерционном интервале

$$K(r) = \alpha_1 \varepsilon^{1/3} r^{4/3}, \quad \alpha_1 \approx 0,1.$$

Этот закон был эмпирически (для земной атмосферы) установлен Л. Ричардсоном (1926 г.) и объяснён Обуховым (1941 г.). Обычно величина K на много порядков превосходит значение молекулярной кинематич. вязкости или коэфф. температуропроводности.

Т., обусловленная движением постороннего тела в потоке жидкости или газа, приводит к увеличению сопротивления среды движению тела (благодаря большим возмущениям среды). При этом также увеличивается теплоотдача от нагретого движущегося тела.

Наличие T . в проводящей жидкости способствует генерации в ней магн. поля (см. *Гидромагнитное динамо*). Вместе с тем наличие стороннего магн. поля в проводящей жидкости обычно увеличивает устойчивость движения и ослабляет интенсивность T . Об особенностях T . в плазме см. в ст. *Плазменная турбулентность*.

5. Двухмерная турбулентность

Если масштаб движений по вертикали много меньше горизонтального,

то к описанию случайных движений в таких потоках можно применять теорию двумерной Т. [Р. Крейкнан, 1967 г., США; Дж. Батчелор (Бэтчелор), 1969 г., Великобритания]. Оsn. отличие двумерных потоков от трёхмерных (если пренебречь вязкостью) состоит в том, что в первых наряду с кинетич. энергией сохраняется ср. завихрённость (ср. квадрат вектора вихря скорости $\langle \omega^2 \rangle$), тогда как во вторых вихревые трубки деформируются и завихрённость не явл. инвариантом движения. Учёт вязкости приводит к потоку завихрённости по спектру масштабов со скоростью $\eta = d \langle \omega^2 \rangle / dt$. Диссипация завихрённости идёт на масштабе $l_v \sim \nu^{1/2} \eta^{-1/2}$. Если поток возбуждается на каком-то осн. масштабе l_0 , то в области волновых чисел $2\pi/l_0 \ll k \ll 2\pi/l_v$ спектр энергии двумерных движений определяется лишь η , поток энергии по спектру отсутствует и тогда

$$\mathcal{E}(k) = a_2 \eta^{2/3} k^{-3}, \quad a_2 \sim 1.$$

В области $k < 2\pi/l_0$ отсутствует передача завихрённости по спектру, но передаётся кинетич. энергия к большим масштабам, и там $\mathcal{E}(k) \sim \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}$, формально как в трёхмерном случае. Масштаб l_0 может быть масштабом осн. гидродинамич. неустойчивости потока (напр., в земной атмосфере масштаб образования циклонов). Передача энергии от меньших масштабов к большим обуславливает явление т. н. отрицательной вязкости в крупномасштабных потоках (В. Старр, 1968 г., США). Эти явления наблюдаются в атмосферах планет, звёзд, в галактич. дисках и др. Напр., в земной атмосфере энергия среднемасштабных возмущений — циклонов — передаётся движениям наибольшего масштаба — ср. зональному потоку, т. е. западным ветрам, дующим в средних широтах.

Если исследуемая область размера L вращается как целое с угловой скоростью Ω , причём число Россби ($R_o = u/2\Omega L \ll 1$, то движения находятся в т. н. геострофич. балансе, когда сила Кориолиса уравнивается градиентом давления. В этих условиях сохраняется т. н. потенциальный вихрь, но зависимости спектра от k остаются теми же, что в чисто двумерных потоках.

Наконец, свои особенности имеют случайные двумерные или геострофич.

потоки на вращающейся сфере (П. Райнс, 1975 г., англ. учёный, работающий в США). В этом случае параметр Кориолиса $f = 2\Omega \sin \theta$ меняется с широтой θ . Благодаря этому меняется с широтой сила Кориолиса, т. е. гироскопич. «жесткость» атмосферы, что при сохранении вихря (обычного или потенциального) приводит к появлению волн Россби. Колебания частиц в этих волнах происходят вдоль меридиана, фазовая скорость волн направлена с востока на запад (т. е. против направления линейной скорости вращения на поверхности) и имеет порядок βk^{-2} , где $\beta = df/d\theta$ — скорость изменения параметра Кориолиса по меридиану. В потоке с характерной скоростью u имеется масштаб длины Райнса $l_\beta \approx 2\pi(2u/\beta)^{-1/2}$. В потоках на сфере для масштабов $k \gg (\beta/2u)^{1/2} = k_\beta$ выполняются закономерности геострофич. Т. (спектр, плотность $\mathcal{E}(k) \sim k^{-3}$, как для двумерной Т.), а для $k \ll k_\beta$ Т. имеет вид случайных волн Россби. Эти закономерности были прослежены в атмосфере Юпитера по данным станций «Вояджер» (1979 г.).

Лит.: Монин А. С., Яглом А. М., Статистическая гидромеханика, ч. 1—2, М., 1965—67; Вайнштейн С. И., Зельдович Я. Б., Рузмайкин А. А., Турбулентное динамо в астрофизике, М., 1980; Мирабель А. П., Монин А. С., Двумерная турбулентность, «Успехи механики», 1979, т. 2, № 3, с. 47—95; Яглом А. М., Закономерности мелкомасштабной турбулентности в атмосфере и океане (к 40-летию теории локально-изотропной турбулентности), «Изв. АН СССР, с. сер. Физика атмосферы и океана», 1981, т. 17, № 12, 1235—1257; Старр В. П., Физика явлений с отрицательной вязкостью, пер. с англ., М., 1971; Турбулентность. Принципы и применения, под ред. У. Фроста, Т. Моулдена, пер. с англ., т. 1, М., 1980. Г. С. Голицын.

ТЯГОТЕНИЕ.

Содержание:

1. Закон всемирного тяготения Ньютона и уравнение Пуассона 668
2. Движение тел под действием сил тяготения 670
3. Ускорение и тяготение 671
4. Релятивистская механика и теория поля 672
5. Кривизна пространства-времени в ОТО 673
6. Уравнения Эйнштейна 675
7. Слабые гравитационные поля и наблюдаемые эффекты 676
8. Тяготение и квантовая физика 677

1. Закон всемирного тяготения Ньютона и уравнение Пуассона

Закон всемирного тяготения был сформулирован И. Ньютоном в 1687 г. При его выводе Ньютон опирался на работы

своих великих предшественников — Г. Галилея (1638 г.) и И. Кеплера (1627 г.). Согласно закону всемирного тяготения, два точечных тела с массами m_1 и m_2 притягивают друг друга с силой

$$F = G \frac{m_1 m_2}{r^2}, \quad (1)$$

где r — расстояние между телами, G — гравитационная постоянная (термины гравитация и тяготение равнозначны).

Ускорение, к-рое испытывает тело m_2 , находящееся на расстоянии r от данного тела m_1 , равно:

$$a_2 = \frac{F}{m_2} = G \frac{m_1}{r^2}.$$

Эта величина не зависит от природы (состава) и массы тела, получающего ускорение. В этом соотношении выражается экспериментальный факт, известный ещё Галилею, согласно к-рому все тела падают в гравитац. поле Земли с одинаковым ускорением.

Ньютон установил, что ускорение и сила обратно пропорциональны r^2 , сопоставив ускорение тел, падающих вблизи поверхности Земли, с ускорением, с к-рым движется Луна по своей орбите. (Радиус Земли и приблизительное расстояние до Луны были к тому времени известны.) Далее было показано, что из закона всемирного тяготения следуют законы Кеплера, к-рые были найдены И. Кеплером путём обработки многочисленных наблюдений за движением планет. Так возникла небесная механика. Блестящим подтверждением ньютоновской теории Т. было предсказание существования планеты за Ураном (англ. астроном Дж. Адамс, франц. астроном У. Леверье, 1843—45 гг.) и открытие этой планеты, к-рую называли Нептун (нем. астроном И. Галле, 1846 г.).

В ф-лы, описывающие движение планет, входит произведение G и массы Солнца $M_\odot$, оно известно с большой точностью. Для определения же константы G требуются лабораторные опыты по измерению силы гравитац. взаимодействия двух тел с известной массой. Первый такой опыт был поставлен англ. учёным Г. Кавендишем (1798 г.). Зная G , удастся определить абс. значение массы Солнца, Земли и др. небесных тел.

Закон тяготения в форме (1) непосредственно применим к точечным телам. Можно показать, что он справедлив и для протяжённых тел со сфериче-

ски-симметричным распределением массы, причём r есть расстояние между центрами симметрии тел. Для несферич. тел, расположенных достаточно далеко друг от друга, закон (1) справедлив приближённо.

В ходе развития теории Т. представление о непосредственном силовом взаимодействии тел постепенно уступило место представлению о поле. Гравитац. поле в теории Ньютона характеризуется потенциалом $\varphi(x, y, z, t)$, где x, y, z — координаты, t — время, а также напряжённостью поля $g = -\text{grad } \varphi$, т. е.

$$g_x = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}, \quad g_y = -\frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad g_z = -\frac{\partial \varphi}{\partial z}.$$

Потенциал гравитац. поля, создаваемого совокупностью покоящихся масс, не зависит от времени. Гравитац. потенциалы неск. тел удовлетворяют принципу суперпозиции, т. е. потенциал в к.-л. точке их общего поля равен сумме потенциалов рассматриваемых тел.

Предполагается, что гравитац. поле описывается в инерциальной системе координат, т. е. в системе координат, относительно к-рой тело сохраняет состояние покоя или равномерного прямолинейного движения, если на него не действуют никакие силы. В гравитац. поле сила, действующая на частицу вещества, равна произведению её массы на напряжённость поля в месте нахождения частицы: $F = mg$. Ускорение частицы относительно инерциальной системы координат (т. н. абс. ускорение) есть, очевидно, g .

Точечное тело с массой dm создаёт гравитац. потенциал

$$\varphi = -G \frac{dm}{r}.$$

Сплошная среда, распределённая в пространстве с плотностью $\rho(x, y, z)$ (ρ может зависеть и от времени), создаёт гравитац. потенциал, равный сумме потенциалов всех элементов среды. В этом случае напряжённость поля выражается как векторная сумма напряжённостей, создаваемых всеми частицами.

Гравитац. потенциал подчиняется ур-нию Пуассона:

$$\Delta \varphi \equiv \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = 4\pi G \rho. \quad (2)$$

Ясно, что потенциал изолированного сферически-симметричного тела зависит только от r . Вне такого тела потенциал

совпадает с потенциалом точечного тела, расположенного в центре симметрии и имеющего ту же массу m . Если $\rho = 0$ при $r > R$, то $\varphi = -G \frac{m}{r}$ при $r > R$.

Тем самым обосновывается приближение материальных точек в небесной механике, где обычно имеют дело с почти сферич. телами, находящимися, к тому же, достаточно далеко друг от друга. Точное ур-ние Пуассона с учётом реального, несимметричного распределения масс используется, напр., при изучении строения Земли методами гравиметрии. Закон Т. в форме ур-ния Пуассона применяется при теоретич. исследовании строения звёзд. В звёздах сила Т., изменяющаяся от точки к точке, уравнивается градиентом давления; во вращающихся звёздах к градиенту давления добавляется центробежная сила.

Отметим нек-рые принципиальные особенности классич. теории Т.

1) В ур-ние движения материального тела — второй закон механики Ньютона, $ma = F$ (где F — действующая сила, a — приобретаемое телом ускорение), и в закон тяготения Ньютона входит одна и та же характеристика тела — его масса. Тем самым подразумевается, что инертная масса тела и его гравитац. масса равны (подробнее см. в разделе 3).

2) Мгновенное значение гравитац. потенциала полностью определяется мгновенным распределением масс во всём пространстве и предельными условиями для потенциала на бесконечности. Для ограниченных распределений вещества принимают условие обращения φ в ноль на бесконечности (при $r \rightarrow \infty$). Добавление к потенциалу постоянного слагаемого нарушает условие $\varphi = 0$ на бесконечности, но не изменяет напряжённость поля g и не изменяет ур-ния движения материальных тел в данном поле.

3) Переход в соответствии с преобразованиями Галилея ($x' = x - vt$, $t' = t$) от одной инерциальной системы координат к другой, движущейся относительно первой с постоянной скоростью v , не изменяет ур-ние Пуассона и не изменяет ур-ния движения материальных тел. Другими словами, механика, включая ньютоновскую теорию Т., инвариантна относительно преобразований Галилея.

4) Переход от инерциальной системы координат к ускоренно движущейся с

ускорением $a(t)$ (без вращения) не изменяет ур-ние Пуассона, но приводит к появлению дополнительного, не зависящего от координат члена ma в ур-ниях движения. Точно такой же член в ур-ниях движения возникает, если в инерциальной системе координат к гравитац. потенциалу добавить слагаемое, линейно зависящее от координат, $\varphi' = -a(t)x$, т. е. добавить однородное поле Т. Т. о., однородное поле Т. может быть скомпенсировано в условиях ускоренного движения.

2. Движение тел под действием сил тяготения

Важнейшей задачей ньютоновской небесной механики явл. задача движения двух точечных материальных тел, взаимодействующих гравитационно. Для её решения, используя закон тяготения Ньютона, составляют уравнения движения тел. Св-ва решений этих ур-ний известны с исчерпывающей полнотой. По известному решению можно установить, что нек-рые величины, характеризующие систему, остаются постоянными во времени. Их называют интегралами движения. Осн. интегралами движения (сохраняющимися величинами) явл. энергия, импульс и момент импульса системы. Для системы двух тел полная механ. энергия $\mathcal{E}$, равная сумме кинетич. энергии (T) и потенц. энергии (U), сохраняется:

$$\mathcal{E} = T + U = \text{const},$$

где кинетич. энергия двух тел $T = \frac{1}{2}m_1v_1^2 + \frac{1}{2}m_2v_2^2$.

В классич. небесной механике потенц. энергия обусловлена гравитац. взаимодействием тел. Для пары тел гравитационная (потенциальная) энергия равна:

$$U = -Gm_1m_2/r = \frac{1}{2}m_1\varphi_2 + \frac{1}{2}m_2\varphi_1,$$

где φ_2 — гравитац. потенциал, создаваемый массой m_2 в точке нахождения массы m_1 , а φ_1 — потенциал, создаваемый массой m_1 в точке нахождения m_2 . Нулевым значением U обладают тела, разнесённые на бесконечно большое расстояние. Поскольку при сближении тел их кинетич. энергия увеличивается, а потенц. энергия уменьшается, то, следовательно, знак U отрицательный.

Для стационарных гравитирующих систем ср. значение абс. величины гра-

витац. энергии в два раза больше ср. значения кинетич. энергии частиц, составляющих систему (см. *Вириала теорема*). Так, напр., для малой массы m , вращающейся по круговой орбите вокруг центрального тела M , условие равенства центробежной силы mv^2/r силе тяготения GMm/r^2 приводит к $v^2 = GM/r$, т. е. кинетич. энергия $T = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}GMm/r$, тогда как $U = -GMm/r$. Следовательно, $U = -2T$ и $\mathcal{E} = U + T = -T = \text{const} < 0$. Из последнего соотношения следует, что отбор энергии увеличивает кинетич. энергию.

В ньютоновской теории T изменение положения частицы мгновенно приводит к изменению поля во всём пространстве (гравитац. взаимодействие осуществляется с бесконечной скоростью). Другими словами, в классич. теории T поле служит целям описания мгновенного взаимодействия на расстоянии, оно не обладает собств. степенями свободы, не может распространяться и излучаться. Ясно, что такое представление о гравитац. поле справедливо лишь приближённо при достаточно медленных движениях источников. Учёт конечной скорости распространения гравитац. взаимодействия производится в релятивистской теории T . (см. ниже).

В нерелятивистской теории T полная механич. энергия системы тел (включающая энергию гравитац. взаимодействия) должна оставаться неизменной бесконечно долго. Теория Ньютона допускает систематич. уменьшение этой энергии только при наличии диссипации, связанной с превращением части энергии в теплоту, напр. при неупругих столкновениях тел. Если тела вязкие, то их деформации и колебания при движении в гравитац. поле также уменьшают энергию системы тел за счёт превращения энергии в теплоту.

3. Ускорение и тяготение

Инертной массой тела (m_i) называют величину, характеризующую его способность приобретать то или иное ускорение под действием заданной силы. Инертная масса входит во второй закон механики Ньютона. Гравитац. масса (m_g) характеризует способность тела создавать то или иное поле T . Гравитац. масса входит в закон T .

Из опытов Галилея с той точностью, с к-рой они были поставлены, следовало, что все тела падают с одинаковым уско-

рением, вне зависимости от их природы и инертной массы. Это означает, что сила, с к-рой действует Земля на эти тела, зависит только от их инертной массы, причём сила пропорциональна инертной массе рассматриваемого тела. Но по третьему закону Ньютона изучаемое тело действует на Землю точно с такой же силой, с какой Земля действует на тело. Следовательно, создаваемая падающим телом сила зависит только от одной из его характеристик — инертной массы — и пропорциональна ей. В то же время падающее тело действует на Землю с силой, определяемой гравитац. массой тела. Т. о., для всех тел гравитац. масса пропорциональна инертной. Считая m_i и m_g просто совпадающими, находят из экспериментов конкретное численное значение постоянной G .

Пропорциональность инертной и гравитац. масс у тел различной природы была предметом исследования в опытах венг. физика Р. Этвеша (1922 г.), амер. физика Р. Дикке (1964 г.) и советского физика В. Б. Брагинского (1971 г.). Она проверена в лаборатории с высокой точностью (с погрешностью $< 10^{-12}$).

Высокая точность этих экспериментов позволяет оценить влияние на массу различных видов энергии связи между частицами тела (см. *Дефект массы*). Пропорциональность инертной и гравитац. масс означает, что физ. взаимодействия внутри тела одинаковым образом участвуют в создании его инертной и гравитац. масс.

Относительно системы координат, движущейся с ускорением a , все свободные тела приобретают одинаковое ускорение $-a$. Из-за равенства инертной и гравитац. масс все они приобретают такое же ускорение относительно инерциальной системы координат под воздействием гравитац. поля с напряжённостью $g = -a$. Именно поэтому можно сказать, что с точки зрения законов механики однородное гравитац. поле неотличимо от поля ускорений. В неоднородном гравитац. поле компенсация напряжённости поля ускорением сразу во всём пространстве невозможна. Однако напряжённость поля может быть скомпенсирована ускорением специально подобранной системы координат вдоль всей траектории тела, свободно движущегося под действием сил T . Такая система координат наз. с в о б о д н о п а д а ю щ е й. В ней имеет место явление невесомости.

Движение космич. корабля (ИСЗ) в поле Т. Земли можно рассматривать как движение падающей системы координат. Ускорение космонавтов и всех предметов в корабле относительно Земли одинаково и равно ускорению свободного падения, а относительно друг друга практически равно нулю, поэтому они находятся в невесомости.

При свободном падении в неоднородном гравитац. поле компенсация напряжённости поля ускорением не может быть повсеместной, поскольку ускорение соседних свободно падающих частиц не совсем одинаково, т. е. частицы обладают относительным ускорением. В космич. корабле относительные ускорения практически незаметны, поскольку по порядку величины они составляют $G M_{\oplus} x/r^3 \approx 5 \cdot 10^{-8} \text{ см/с}^2$, где r — расстояние от корабля до центра Земли, $M_{\oplus}$ — масса Земли, x — размер корабля. Этими ускорениями можно пренебречь и считать гравитац. поле Земли на расстоянии r от её центра однородным в объёме с характерным размером x . В любом заданном объёме пространства неоднородность гравитац. поля может быть установлена наблюдениями достаточно высокой точности, но при любой заданной точности наблюдений можно указать объём пространства, в котором поле будет выглядеть однородным.

Относительные ускорения проявляют себя, напр., на Земле в виде океанских приливов. Сила, с которой Луна притягивает Землю, различна в разных точках Земли. Ближайшие к Луне части водной поверхности притягиваются сильнее, чем центр тяжести Земли, а он, в свою очередь, — сильнее, чем наиболее удалённые части мирового океана. Вдоль линии, соединяющей Луну и Землю, относительные ускорения направлены от центра Земли, а в ортогональных направлениях — к центру. В результате водная оболочка Земли деформируется так, что она вытягивается в виде эллипсоида вдоль линии Земля — Луна. Из-за вращения Земли приливные горбы дважды в сутки прокатываются по поверхности океана. Аналогичная, но меньшая приливная деформация вызывается неоднородностью гравитац. поля Солнца.

А. Эйнштейн, исходя из эквивалентности однородных полей Т. и ускоренных систем координат в механике, предположил, что такая эквивалентность

распространяется вообще на все без исключения физ. явления. Этот постулат называют принципом эквивалентности: все физ. процессы протекают совершенно одинаково (при одинаковых условиях) в инерциальной системе отсчёта, находящейся в однородном гравитац. поле, и в системе отсчёта, движущейся поступательно с ускорением при отсутствии гравитац. поля. Принцип эквивалентности сыграл важную роль при построении эйнштейновской теории Т.

4. Релятивистская механика и теория поля

Изучение эл.-магн. явлений М. Фарадеем и Д. Максвеллом во 2-й половине 19 в. привело к созданию теории эл.-магн. поля. Выводы этой теории были подтверждены экспериментально. Уравнения Максвелла инвариантны относительно преобразований Галилея, но инвариантны относительно преобразований Лоренца, т. е. законы электромагнетизма одинаково формулируются во всех инерциальных системах координат, связанных преобразованиями Лоренца.

Если инерциальная система координат x', y', z', t' движется относительно инерциальной системы координат x, y, z, t с постоянной скоростью v в направлении оси x , то преобразования Лоренца имеют вид:

$$y' = y, \quad z' = z, \quad x' = \frac{x - vt}{\sqrt{1 - (v/c)^2}},$$

$$t' = \frac{t - vx/c^2}{\sqrt{1 - (v/c)^2}}$$

При малых скоростях ($v/c \ll 1$) и в пренебрежении членами $(v/c)^2$ и vx/c^2 эти преобразования переходят в преобразования Галилея.

Логич. анализ противоречий, возникших при сопоставлении выводов теории эл.-магн. явлений с классич. представлениями о пространстве и времени, привёл к построению частной (специальной) теории относительности. Решающий шаг был сделан А. Эйнштейном (1905), огромную роль в её построении сыграли труды нидерландского физика Г. Лоренца и французского математика А. Пуанкаре. Частная теория относительности требует пересмотра классических представлений о пространстве и времени. В классич. физике промежуток времени между дву-

мя событиями (напр., между двумя вспышками света), а также понятие одновременности событий имеют абсолютный смысл. Они не зависят от движения наблюдателя. В частной теории относительности это не так: суждения об интервалах времени между событиями и об отрезках длины зависят от движения наблюдателя (связанной с ним системы координат). Эти величины оказываются относительными примерно в том же смысле, в каком относительными, зависящими от расположения наблюдателей, явл. их суждения об угле, под к-рым они видят одну и ту же пару предметов. Инвариантным, абсолютным, не зависящим от системы координат, явл. только 4-мерный интервал ds между событиями, включающий как промежуток времени dt , так и элемент расстояния $dl = \sqrt{dx^2 + dy^2 + dz^2}$ между ними:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2. \quad (3)$$

Переход от одной инерциальной системы к другой, сохраняющий ds^2 неизменным, осуществляется как раз в соответствии с преобразованиями Лоренца.

Инвариантность ds^2 означает, что пространство и время объединяются в единый 4-мерный мир — пространство-время. Выражение (3) можно записать также в виде:

$$ds^2 = \eta_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu, \quad (4)$$

где индексы μ и ν пробегает значения 0, 1, 2, 3 и по ним производится суммирование $x^0 = ct$, $x^1 = x$, $x^2 = y$, $x^3 = z$, $-\eta_{00} = \eta_{11} = \eta_{22} = \eta_{33} = -1$, остальные величины $\eta_{\mu\nu}$ равны нулю. Набор величин $\eta_{\mu\nu}$ называют метрическим тензором плоского пространства-времени или мира Минковского [в общей теории относительности (ОТО) было показано, что пространство-время обладает кривизной, см. ниже].

В термине «метрич. тензор» слово «метрический» указывает на роль этих величин при определении расстояний и промежутков времени. В общем случае метрич. тензор представляет собой совокупность десяти ϕ -ций, зависящих от x^0 , x^1 , x^2 , x^3 в выбранной системе координат. Метрич. тензор (или просто метрика) позволяет определить расстояние и промежуток времени между событиями, отстоящими на dx^μ .

Спец. теория относительности устанавливает предельную скорость движения материальных тел и вообще распространения взаимодействий. Эта скорость совпадает со скоростью света в вакууме. Вместе с изменением представлений о пространстве и времени спец. теория относительности уточнила понятия массы, импульса, силы. В релятивистской механике, т. е. в механике, инвариантной относительно преобразований Лоренца, инертная масса тела зави-

сит от скорости: $m = m_0/\sqrt{1-(v/c)^2}$, где m_0 — масса покоя тела. Энергия тела $\mathcal{E} = m_0 c^2/\sqrt{1-(v/c)^2}$ и его

импульс $p = m_0 v/\sqrt{1-(v/c)^2}$ объединяются в 4-компонентный вектор энергии-импульса. Для сплошной среды можно ввести плотность энергии, плотность импульса и плотность потока импульса. Эти величины объединяются в 10-компонентную величину — тензор энергии-импульса $T_{\mu\nu}$. Все компоненты $T_{\mu\nu}$ подвергаются совместному преобразованию при переходе от одной системы координат к другой. Релятивистская теория эл.-магн. поля (электродинамика) значительно богаче электростатики, справедливой лишь в пределе медленных движений зарядов. В электродинамике происходит объединение электрич. и магн. полей. Учёт конечной скорости распространения изменений поля и запаздывания в передаче взаимодействия приводит к понятию эл.-магн. волн, к-рые уносят энергию из излучающей системы.

Аналогично релятивистская теория Т. оказалась сложнее ньютоновской. Гравитац. поле движущегося тела обладает рядом св-в, подобных св-вам магн. поля движущегося заряженного тела в электродинамике. Гравитац. поле на большом расстоянии от тел зависит от положения и движения тел в прошлом, поскольку гравитац. поле распространяется с конечной скоростью. Становится возможным излучение и распространение гравитац. волн (см. *Гравитационное излучение*). Релятивистская теория Т., как и можно было предполагать, оказалась нелинейной.

5. Кривизна пространства-времени в ОТО

Согласно принципу эквивалентности, никакими наблюдениями, используя любые законы природы, нельзя отли-

чить ускорение, создаваемое однородным полем Т., от ускорения движущейся системы координат. В однородном гравитац. поле можно добиться равенства нулю ускорения всех частиц, помещённых в данную область пространства, если рассматривать их в системе координат, свободно падающей вместе с частицами. Такую систему координат представляют мысленно в виде лаборатории с жёсткими стенками и находящимися в ней часами. Иначе обстоит дело в неоднородном гравитац. поле, в к-ром соседние свободные частицы обладают относительными ускорениями. Они будут двигаться с ускорением, пусть и небольшим, относительно центра лаборатории (системы координат), и такую систему координат следует признать лишь локально инерциальной. Считать систему координат инерциальной можно только в той области, где допустимо пренебречь относительными ускорениями частиц. Следовательно, в неоднородном гравитац. поле лишь в малой области пространства-времени и с ограниченной точностью можно рассматривать пространство-время как плоское и пользоваться ф-лой (3) для определения интервала между событиями.

Невозможность ввести инерциальную систему координат в неоднородном гравитац. поле делает все мыслимые системы координат более или менее равноправными. Ур-ния гравитац. поля должны быть записаны так, чтобы они были справедливы во всех координатных системах, не отдавая предпочтения к.-л. из них. Отсюда и название для релятивистской теории Т.—общая теория относительности.

Гравитац. поля, создаваемые реальными телами, такими, как Солнце или Земля, всегда неоднородны. Их называют истинными или неустранимыми полями. В таком гравитац. поле никакая локально-инерциальная система координат не может быть распространена на всё пространство-время. Это означает, что интервал ds^2 не может быть приведён к виду (3) во всём пространственно-временном континууме, т. е. пространство-время не может быть плоским. Эйнштейн пришёл к радикальной идее отождествить неоднородные гравитац. поля с кривизной пространства-времени. С этих позиций гравитац. поле любого тела можно рассматривать как искажение этим телом геометрии пространства-времени.

Основы математич. аппарата геометрии пространства, обладающего кривизной (неевклидовой геометрии), были заложены в трудах Н. И. Лобачевского, венг. математика Я. Бойаи, нем. математиков К. Гаусса и Г. Римана. В неевклидовой геометрии искривлённое пространство-время характеризуется метрич. тензором $g_{\mu\nu}$, входящим в выражение для инвариантного интервала:

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu, \quad (5)$$

частным случаем этого выражения явл. ф-ла (4). Имея набор ф-ций $g_{\mu\nu}$, можно поставить вопрос о существовании таких координатных преобразований, к-рые перевели бы (5) в (3), т. е. позволили бы проверить, не является ли пространство-время плоским. Искомые преобразования осуществимы тогда, и только тогда, когда нек-рый тензор, составленный из ф-ций $g_{\mu\nu}$, квадратов их первых производных и вторых производных, равен нулю. Этот тензор называют тензором кривизны $R_{\mu\nu\alpha\beta}$. В общем случае он, естественно, не равен нулю.

Набор величин $R_{\mu\nu\alpha\beta}$ используют для инвариантного, не зависящего от выбора системы координат, описания геометрич. св-в искривлённого пространства-времени. С физ. точки зрения тензор кривизны, выражаясь через вторые производные от гравитац. потенциалов $g_{\mu\nu}$, описывает приливные ускорения в неоднородном гравитац. поле.

Тензор кривизны — величина размерная, его размерность — квадрат обратной длины. Кривизне в каждой точке пространства-времени соответствуют характерные длины — радиусы кривизны $\mathcal{R}$. В малой пространственно-временной области, окружающей данную точку, искривлённое пространство-время неотличимо от плоского с точностью до малых членов $(l/\mathcal{R})^2$, где l — характерный размер области. В этом смысле кривизна мира обладает теми же св-вами, что, скажем, и кривизна земного шара: в малых областях она несущественна. Тензор кривизны в данной точке нельзя «уничтожить» никакими преобразованиями координат. Однако в определённой системе координат и с заранее известной точностью поле Т. в малой области пространства-времени можно считать отсутствующим. В этой области все законы физики приобретают

ту форму, к-рая согласуется со спец. теорией относительности. Так проявляет себя принцип эквивалентности, положенный в основу теории Т. при её построении.

Метрич. тензор пространства-времени, и в частности кривизна мира, доступны экспериментальному определению. Чтобы доказать кривизну земного шара, надо располагать маленьким «идеальным» масштабом и с его помощью измерить расстояния между достаточно удалёнными точками поверхности. Со-поставление измеренных расстояний укажет на отличие реальной геометрии от евклидовой. Подобным же образом геометрия пространства-времени может быть установлена путём измерений, выполняемых с помощью «идеальных» линеек и часов. Естественно предположить, вслед за Эйнштейном, что св-ва маленького «идеального» атома не зависят от того, в какую точку мира он помещён. Поэтому, произведя, напр., измерение сдвига частоты света (определив гравитац. красное смещение), можно в принципе определить метрич. тензор пространства-времени и его кривизну.

6. Уравнения Эйнштейна

Путём суммирования тензора кривизны $R_{\mu\nu\alpha\beta}$ с метрич. тензором можно образовать симметричный тензор $R_{\mu\nu} \equiv g^{\alpha\beta} R_{\mu\alpha\nu\beta}$, имеющий столько же компонентов, сколько и тензор энергии-импульса $T_{\mu\nu}$ материи, к-рая служит источником гравитац. поля.

Эйнштейн предположил, что ур-ния гравитации должны устанавливать связь между $R_{\mu\nu}$ и $T_{\mu\nu}$. Кроме того, он учёл, что в гравитац. поле должны выполняться ур-ния непрерывности для материи аналогично тому, как выполняется ур-ние непрерывности тока в электродинамике. Такие ур-ния выполняются автоматически, если ур-ния гравитац. поля написать так:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} \mathcal{R} = \frac{8\pi G}{c^4} \cdot T_{\mu\nu}. \quad (6)$$

Это и есть ур-ния Эйнштейна, полученные им в 1916 г. Эти ур-ния вытекают также из вариационного принципа, что независимо показал нем. математик Д. Гильберт.

Ур-ния Эйнштейна выражают связь между распределением и движением

материи, с одной стороны, и геометрич. свойствами пространства-времени — с другой.

В ур-ниях (6) в левой части стоят компоненты тензора $R_{\mu\nu}$, описывающего геометрию пространства-времени, а в правой — компоненты тензора энергии-импульса $T_{\mu\nu}$, описывающего физ. св-ва вещества и полей (источников гравитац. поля). Величины $g_{\mu\nu}$ — не просто ф-ции, описывающие гравитационное поле, но вместе с тем — компоненты метрического тензора пространства-времени.

Эйнштейн писал, что большая часть его работ (спец. теория относительности, квантовая теория света) шла в русле актуальных проблем своего времени. Они были бы сделаны др. учёными с опозданием не более 2—3 лет, если бы эти работы не сделал он сам. Для ОТО Эйнштейн делал исключение и писал, что релятивистская теория Т., возможно, задержалась бы на 50 лет. Этот прогноз, по существу, оправдался, т. к. именно в 60-х гг. 20 в. появились новые общие методы теории поля и возник др. подход к нелинейной теории Т., исходящий из понятия поля, заданного в плоском пространстве-времени. Было показано, что такой путь приводит к тем же ур-ниям, к к-рым пришёл Эйнштейн на основе геометрич. интерпретации Т.

Следует подчеркнуть, что именно в астрономии и космологии встречаются вопросы, в к-рых геометрич. подход явл. предпочтительным. В качестве примера можно указать космологич. теорию пространственно-замкнутой Вселенной, а также теорию чёрных дыр. Поэтому теория Эйнштейна, опирающаяся на геометрич. понятия, полностью сохраняет своё значение.

В геометрич. интерпретации движение материальной точки в гравитац. поле представляет собой движение по 4-мерной траектории — геодезич. линии пространства-времени. В мире, обладающем кривизной, геодезич. линия обобщает понятие прямой линии евклидовой геометрии. Ур-ния движения вещества, содержащиеся в ур-ниях Эйнштейна, сводятся к ур-ниям геодезич. линий для точечных тел. Тела (частицы), к-рые нельзя считать точечными, отклоняются в своём движении от геодезич. линий и испытывают действие приливных сил.

7. Слабые гравитационные поля и наблюдаемые эффекты

Поле Т. большинства астрономич. объектов явл. слабым. Примером может служить гравитац. поле Земли. Чтобы тело навсегда покинуло Землю, ему надо придать у поверхности Земли скорость 11,2 км/с, т. е. скорость, малую по сравнению со скоростью света. Другими словами, гравитац. потенциал Земли мал по сравнению с квадратом скорости света, что и явл. критерием слабости гравитац. поля.

В приближении слабого поля из ур-ний ОТО вытекают законы ньютоновской теории тяготения и механики. Эффекты ОТО в таких условиях представляют собой лишь незначительные поправки.

Простейшим эффектом, хотя и трудным для наблюдений, явл. замедление течения времени в гравитац. поле, или, в более распространенной формулировке, эффект сдвига частоты света. Если световой сигнал с частотой ν_1 испущен в точке со значением гравитац. потенциала ϕ_1 и принят с частотой ν_2 в точке со значением потенциала ϕ_2 (где есть точно такой же излучатель для сравнения частоты), то должно выполняться равенство $(\nu_2 - \nu_1)/\nu_1 = (\phi_1 - \phi_2)/c^2$. Эффект гравитац. смещения частоты света был предсказан Эйнштейном ещё в 1911 г. на основании закона сохранения энергии фотона в гравитац. поле. Он надёжно установлен в спектрах звёзд, измерен с точностью до 1% в лаборатории и с точностью до $2 \cdot 10^{-4}$ в условиях космич. полёта. В наиболее точном эксперименте использовался водородно-мазерный стандарт частоты, к-рый был установлен на космич. ракете, поднявшейся до высоты 10 тыс. км. Другой такой же стандарт был установлен на Земле. Сравнение их частот производилось на разных высотах. Результаты подтвердили предсказываемое изменение частоты.

Согласно ОТО, траектория фотона, движущегося в поле тяготения сферич. тела, подвержена искривлению (искривление составляет лишь радиальное движение). Это явление наз. эффектом искривления световых лучей. В частности, свет от далёких звёзд, проходящий вблизи Солнца, должен отклоняться на угол $\alpha = 2r_g/r = 4GM_\odot/c^2 R_0 \approx 1,75''$, где R_0 — миним. расстояние луча света от центра

Солнца. Этот вывод был впервые подтверждён во время солнечного затмения экспедицией англ. астронома А. Эддингтона (1919 г.). Точность первых наблюдений была невелика. В последние годы радиointерферометрия, наблюдения квазаров подтвердили эффект отклонения радиоволн с точностью до 1%. В этих наблюдениях определяются угловые расстояния между несколькими квазарами в тот период года, когда они видны вблизи Солнца, а также, для сравнения, в периоды, когда они далеки от него. Этот метод, в отличие от оптич. наблюдений звёзд, позволяет избежать необходимости проведения наблюдений только во время полных солнечных затмений. Источником ошибок в этом методе могло бы служить то, что солнечная корона отклоняет радиоволны сильнее, чем гравитац. поле Солнца. Однако частотная зависимость этого отклонения (в отличие от не зависящего от частоты гравитац. отклонения) позволяет устранить возможные ошибки путём наблюдений эффекта на разных радиочастотах. Этот эффект лежит также в основе явления гравитац. линзы (см. *Гравитационная фокусировка*).

При прохождении вблизи тяготеющего тела эл.-магн. сигнал испытывает релятивистскую задержку во времени распространения. По своей физ. природе этот эффект подобен предыдущему. По радионаблюдениям планет и особенно межпланетных космич. кораблей, эффект задержки совпадает с расчётным значением в пределах 0,1% (см. *Радиолокационная астрономия*).

Наиболее важным с точки зрения проверки ОТО явл. поворот орбиты тела, обращающегося вокруг тяготеющего центра (его называют также эффектом сдвига перигелия). Этот эффект позволяет выявить нелинейный характер релятивистского гравитац. поля. Согласно ньютоновской небесной механике, движение планет вокруг Солнца описывается ур-нием эллипса: $r = p(1 + e \cos \theta)^{-1}$, где $p = a(1 - e^2)$ — параметр орбиты, a — большая полуось, e — эксцентриситет (см. *Элементы орбиты*). С учётом релятивистских поправок траектория имеет вид:

$$r = p \left[1 + e \cos \left(1 - \frac{3GM_\odot}{pc^2} \right) \theta \right]^{-1}.$$

За каждый оборот планеты вокруг Солнца большая ось её эллиптич. орбиты по-

ворачивается в направлении движения на угол $\Delta\theta = \frac{6\pi G M_{\odot}}{c^2 a (1 - e^2)}$. Для Меркурия релятивистский угол поворота составляет $\approx 43''$ в столетие. Тот факт, что угол поворота накапливается с течением времени, облегчает возможность наблюдения этого эффекта. За один оборот угол поворота большой оси орбиты столь незначителен ($\sim 0,1''$), что его обнаружение существенно усложняется искривлением лучей света в пределах Солнечной системы. Тем не менее совр. радиолокац. данные подтверждают релятивистский эффект сдвига перигелия Меркурия с точностью $\approx 1\%$.

Перечисленные эффекты наз. классическими. Возможна проверка и др. предсказаний ОТО (напр., прецессии оси гироскопа) в слабом гравитац. поле Солнечной системы. Релятивистские эффекты используются не только для проверки теории, но и для уточнения астрофизич. параметров, напр. для определения массы компонентов двойных звёзд. Так, в двойной системе, включающей пульсар PSR 1913 + 16, наблюдается эффект сдвига перигелия, что позволило определить суммарную массу компонентов системы с точностью $\approx 1\%$.

Ур-ния движения тел с учётом релятивистских эффектов известны с большой точностью. По наблюдаемым изменениям в орбитальном движении двойных звёзд (тесных пар) можно в принципе выявить потери энергии системы на излучение гравитац. волн. Такие изменения в виде систематич. уменьшения орбитального периода были обнаружены в системе с пульсаром PSR 1913 + 16. Поскольку др. причины для векового изменения орбиты, по оценкам, несущественны, полагают, что это явл. экспериментальным подтверждением существования гравитац. излучения и справедливости ф-лы для его расчёта. Специфич. эффекты ОТО становятся доминирующими в сильных гравитац. полях, напр. в окрестности нейтронных звёзд и чёрных дыр, а также вблизи космологич. сингулярности (см. *Космология*).

8. Тяготение и квантовая физика

Ур-ния Эйнштейна включают классическое гравитац. поле, характеризуемое компонентами метрики, тензора $g_{\mu\nu}$, и тензор энергии-импульса материи $T_{\mu\nu}$. Для описания движения тяго-

теющих тел квантовая природа материи, как правило, не важна. Это происходит потому, что обычно имеют дело с гравитац. взаимодействием макроскопич. тел, состоящих из огромного числа атомов и молекул. Квантовомеханич. описание движения таких тел практически неотличимо от классического. Наука пока ещё не обладает экспериментальными данными о гравитац. взаимодействии в условиях, когда становятся существенными квантовые св-ва частиц, взаимодействующих с гравитац. полем, и квантовые св-ва самого гравитац. поля.

Квантовые процессы с участием гравитац. поля безусловно важны в космосе (см. *Космология*, *Чёрная дыра*) и, возможно, станут доступными изучению также в лабораторных условиях. Объединение теорий Т. с квантовой теорией — одна из важнейших задач физики, к решению к-рой уже приступили.

В обычных условиях влияние гравитац. поля на квантовые системы чрезвычайно мало. Чтобы возбудить атом внеш. гравитац. полем, относительное ускорение, создаваемое гравитац. полем на расстоянии «радиуса атома водорода» $a \approx 10^{-8}$ см и равное $\approx ac^2/R_{\oplus}^2$, должно было бы быть сравнимо с ускорением, с к-рым движется электрон в атоме, $\sim e^4/(\hbar^2 a)$. (Здесь $R_{\oplus}$ — радиус кривизны гравитац. поля Земли, равный:

$$R_{\oplus} = R_{\oplus} \sqrt{\frac{R_{\oplus} c^2}{G m_{\oplus}}} \approx 10^{13} \text{ см.})$$

В гравитац. поле Земли с запасом в 10^{19} это соотношение не выполняется, следовательно атомы в земных условиях под действием гравитации не возбуждаются и не испытывают сдвигов энергетич. уровней.

Тем не менее в нек-рых условиях вероятность переходов в квантовой системе под действием гравитац. поля может быть заметной. Именно на этом принципе основаны нек-рые совр. предложения по детектированию гравитац. волн.

В специально созданных (макроскопических) квантовых системах переход между соседними квантовыми уровнями может произойти даже под воздействием весьма слабого переменного поля гравитац. волны. Примером такой системы может служить эл.-магн. поле в полости с хорошо отражающими стенками. Если первоначально в системе было N квантов поля (фотонов) ($N \gg 1$), то под воздействием гравитац. волны их число

с заметной вероятностью может измениться и стать равным $N + 2$ или $N - 2$. Другими словами, возможны переходы с энергетич. уровня N на уровни $N \pm 2$, и они в принципе доступны обнаружению.

Особенно важна роль интенсивных гравитац. полей. Такие поля, вероятно, существовали в начале расширения Вселенной, вблизи космологич. сингулярности и могут возникать на поздних стадиях гравитац. коллапса. Высокая интенсивность этих полей проявляется в том, что они способны приводить к наблюдаемым эффектам (рождению пар частиц) даже в отсутствие атомов, реальных частиц или фотонов. Эти поля оказывают эффективное воздействие на физ. вакуум — физ. поля в низшем энергетич. состоянии. В вакууме, благодаря флуктуациям квантованных полей, постоянно возникают и исчезают т. н. виртуальные, реально ненаблюдаемые частицы. Если интенсивность внеш. гравитац. поля столь велика, что на расстояниях, характерных для квантовых полей и частиц, оно способно производить работу, превосходящую энергию пары частиц, то в результате может произойти рождение пары частиц — превращение их из виртуальной пары в реальную. Необходимым условием этого процесса должна быть сравнимость характерного радиуса кривизны $\mathcal{R}$, описывающего интенсивность гравитац. поля, с комптоновской длиной волны $\lambda_C = \hbar/mc$, сопоставляемой частицам с массой покоя m . Аналогичное условие должно выполняться для безмассовых частиц с тем, чтобы был возможен процесс рождения пары квантов с энергией $\hbar\nu$. В упомянутом выше примере полости, содержащей эл.-магн. поле, этот процесс аналогичен переходу с вероятностью, сравнимой с единицей, из вакуумного состояния $N = 0$ в состояние, описывающее два кванта,

$N = 2$. В обычных гравитац. полях вероятность таких процессов ничтожно мала. Однако в космосе они могли приводить к рождению частиц в очень ранней Вселенной, а также к т. н. квантовому «испарению» чёрных дыр малой массы (согласно работам англ. учёного С. Хокинга).

Интенсивные гравитац. поля, способные существенно влиять на нулевые флуктуации др. физ. полей, должны столь же эффективно воздействовать на собственные нулевые флуктуации. Если возможен процесс рождения квантов физ. полей, то с той же вероятностью (а в нек-рых случаях с ещё большей вероятностью) должен быть возможен процесс рождения квантов самого гравитац. поля — гравитонов. Строгое и исчерпывающее рассмотрение таких процессов возможно лишь на основе квантовой теории Т. Такая теория ещё не создана. Применение к гравитац. полю тех же идей и методов, к-рые привели к успешному построению квантовой электродинамики, наталкивается на серьёзные трудности. Сейчас ещё не ясно, какими путями пойдёт развитие квантовой теории Т. Несомненно одно — важнейшим способом проверки таких теорий будет поиск предсказываемых теорией явлений в космосе.

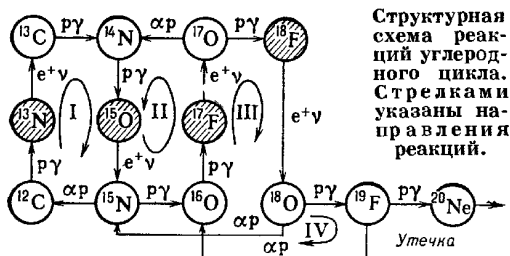
Лит.: Мизнер Ч., Торн К., Уилер Д., Гравитация, т. 1—3, пер. с англ., М., 1977; Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюция звезд, М., 1971; Гинзбург В. Л., О теории относительности. Сб. ст., М., 1979; Шмутцер Э., Теория относительности — современное представление, пер. с нем., М., 1981; Кауфман У., Космические рубежи теории относительности, пер. с англ., М., 1981; Хокинг С., Израэль В., Общая теория относительности. 1. Вводный обзор, пер. с англ., «УФН», 1981, т. 133, в. 1, с. 139.

Л. П. Гришук, Я. Б. Зельдович.

ТЯГОТЕНИЯ ПОСТОЯННАЯ — см. Гравитационная постоянная.



УГЛЕРОДНЫЙ ЦИКЛ — последовательность термоядерных реакций в звёздах, приводящая к образованию гелия из водорода с участием углерода, азота, кислорода и фтора в качестве катализаторов. У. ц. — осн. источник энергии массивных звёзд ($M \geq 1,2 M_{\odot}$) на начальных стадиях их существования (см. *Эволюция звёзд*). Вблизи центра таких звёзд темп-ра достаточно высока для того, чтобы У. ц. был эффективнее *водородного цикла*. Реакции У. ц. образуют четыре переплетающихся цикла



(I—IV), направления обхода к-рых на рис. указаны изогнутыми стрелками. В сокращённой записи (см. *Ядерные реакции*) эти циклы выглядят след. обр.:

- I. $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(e^+ \nu) ^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}(p, \gamma) ^{15}\text{O}(e^+ \nu) ^{15}\text{N}(p, \alpha) ^{12}\text{C}.$
- II. $^{14}\text{N}(p, \gamma) ^{15}\text{O}(e^+ \nu) ^{15}\text{N}(p, \gamma) ^{16}\text{O}(p, \gamma) ^{17}\text{F}(e^+ \nu) ^{17}\text{O}(p, \alpha) ^{14}\text{N}.$
- III. $^{15}\text{N}(p, \gamma) ^{16}\text{O}(p, \gamma) ^{17}\text{F}(e^+ \nu) ^{17}\text{O}(p, \gamma) ^{18}\text{F}(e^+ \nu) ^{18}\text{O}(p, \alpha) ^{15}\text{N}.$
- IV. $^{16}\text{O}(p, \gamma) ^{17}\text{F}(e^+ \nu) ^{17}\text{O}(p, \gamma) ^{18}\text{F}(e^+ \nu) ^{18}\text{O}(p, \gamma) ^{19}\text{F}(p, \alpha) ^{16}\text{O}.$

Скорость превращения водорода в гелий и пропорциональная ей мощность выделения энергии определяются в основном циклом I: ядро ^{12}C захватывает протон (p) и после испускания γ -фотона переходит в неустойчивое ядро ^{13}N , распадающееся с испусканием позитрона (e^+) и нейтрино (ν) и образованием ядра ^{13}C ; затем после двух последовательных

радиационных захватов протонов и распада неустойчивого ядра ^{15}O образуется ядро ^{15}N . Это ядро примечательно тем, что для него реакция (p, α) (захват протона с выбросом α -частицы) протекает с выделением энергии, т. е. явл. беспороговой и поэтому эффективной при характерных для звёздного вещества низких энергиях частиц (для аналогичных реакций с участием др. изотопов из цикла I потребовались бы протоны с энергиями неск. МэВ, к-рые отсутствуют в звёздном веществе). Реакция $^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$ замыкает цикл I. В итоге четыре протона превращаются в α -частицу — ядро ^4He . К такому же результату приводят и циклы II—IV.

Взаимодействие протона с ядром ^{15}N иногда заканчивается образованием ядра ^{16}O [примерно на 1000 реакций (p, α) приходится один радиац. захват протона], что приводит к двум дополнительным циклам, II и III. Эти циклы протекают прибл. в одинаковом темпе, т. к. сравнимы скорости реакций $^{17}\text{O}(p, \alpha)^{14}\text{N}$ и $^{17}\text{O}(p, \alpha)^{18}\text{F}$, от к-рых зависит их относительная частота. Цикл IV оказывается ещё более редким вследствие того, что скорость реакции $^{18}\text{O}(p, \gamma)^{19}\text{F}$ по крайней мере на три порядка меньше скорости реакции $^{18}\text{O}(p, \alpha)^{15}\text{N}$. В установившемся У. ц. на каждую реализацию цикла IV приходится более 1000 циклов II и III и более 10^6 циклов I. Хотя циклы II—IV играют второстепенную роль в скорости выделения энергии, они определяют концентрации изотопов ^{17}O и ^{18}O , к-рые на более поздних стадиях эволюции звёзд могут вступать в термоядерные реакции с выделением нейтронов, имеющие существенное значение для теории нуклеосинтеза. Цикл IV может быть важен для объяснения происхождения ^{19}F .

В У. ц. участвуют все стабильные изотопы C, N, O и F, а также неск. нестабильных изотопов этих элементов (на схеме они отмечены штриховкой). Поэтому в совр. астрофизич. литературе У. ц. часто наз. CNO-циклом (изото-

пы F имеют очень малые концентрации, и их вклад в общее число изотопов У. ц. мал). Через некое время после начала эволюции массивной звезды У. ц. приходит в равновесное состояние, когда концентрации всех указанных на схеме изотопов принимают практически не зависящие от времени значения. При этом полное число всех изотопов C, N, O и F остаётся равным их начальному числу. Каково бы ни было начальное распределение изотопов этих элементов, У. ц. вырабатывает вполне определённые (зависящие от темп-ры в недрах звезды) концентрации изотопов. Т. о., изотопы C, N, O и F не явл. в строгом смысле катализаторами — их отношения, вообще говоря, изменяются в процессе установления У. ц., не изменяется лишь их полное число [учеткой этих изотопов через реакцию $^{18}\text{F}(\text{p}, \gamma)^{20}\text{Ne}$ обычно можно пренебречь].

В таблице приведены параметры реакций осн. цикла I: Q — полное энергосодержание в реакции, τ — характерное время протекания реакций (время, за которое концентрация вступающего в реакцию изотопа C, N или O уменьшилась бы в e раз, если этот изотоп не восполнялся бы за счёт др. реакций), средняя $\bar{\mathcal{E}}_{\nu}$ и максимальная $\mathcal{E}_{\nu, \text{макс}}$ энергии испускаемых нейтрино. В последнем столбце приведены также равновесные концентрации изотопов У. ц., рассчитанные с учётом всех четырёх циклов I—IV. Значения τ и концентраций вычислены для темп-ры $3 \cdot 10^7$ K, плотности 10 г/см^3 и концентрации водорода по массе $X = 0,5$, что соответствует физ. условиям в центре типичной звезды спектрального класса В (с массой $10 M_{\odot}$) на главной последовательности. Концентрации обозначены символами самих изотопов, заключёнными в квадратные

скобки, и определены как отношения числа частиц данного изотопа к полному числу частиц элементов C, N, O, F в ед. объёма.

Наиболее медленной в цикле I оказывается реакция $^{14}\text{N}(\text{p}, \gamma)^{15}\text{O}$, поэтому именно она определяет скорость переработки водорода в гелий и интенсивность энергосодержания в У. ц. В последней строке таблицы приведён итог У. ц.: каждый из циклов I—IV приводит к объединению четырёх протонов в ядро ^4He , при этом выделяется энергия 26,73 МэВ (такая же, как и в водородном цикле), из к-рой ок. 1,7 МэВ (несколько больше, чем в водородном цикле) уносят нейтрино. Характерное время термоядерного сгорания водорода в центре звезды массой $10 M_{\odot}$ составляет ок. 2 млн. лет, однако время пребывания этой звезды на главной последовательности примерно в 10 раз больше, что связано с существованием у звезды конвективного ядра, значительно превышающего по массе ту область вблизи центра звезды, где протекают термоядерные реакции. Звезда не уходит с главной последовательности до тех пор, пока не исчерпается весь водород в конвективном ядре.

Для ядерной астрофизики наиболее важны такие последствия У. ц., как превращение почти всех (ок. 94%) исходных изотопов C, N, O и F в ^{14}N , а также образование изотопов ^{13}C и ^{17}O — потенц. источников нейтронов.

Посредством У. ц. водород превращается в гелий не только в недрах массивных звёзд, но и на поверхности звёзд, где могут происходить вспышки термоядерного горения (см. *Новые звёзды, Барстеры*). В этих случаях У. ц. существенно изменяет свой вид. Связанные со вспышками высокие темп-ры ($T \gtrsim 10^8 \text{ K}$) приводят к тому, что участ-

Параметры основных реакций углеродного цикла

Реакция	Q , МэВ	τ , лет	$\bar{\mathcal{E}}_{\nu}$, МэВ. Равновесная концентрация изотопов C, N, O, F
$^{12}\text{C}(\text{p}, \gamma)^{13}\text{N}$	1,94	$3,6 \cdot 10^2$	$[^{12}\text{C}] = 1,3 \cdot 10^{-2}$, $[^{13}\text{N}] = 1 \cdot 10^{-9}$ $\bar{\mathcal{E}}_{\nu} = 0,71$, $\mathcal{E}_{\nu, \text{макс}} = 1,20$ $[^{12}\text{C}]/[^{13}\text{C}] = 3,5$, $[^{13}\text{C}] = 3,7 \cdot 10^{-3}$ $[^{14}\text{N}] = 0,935$, $[^{15}\text{O}] = 2 \cdot 10^{-10}$ $\bar{\mathcal{E}}_{\nu} = 1,0$, $\mathcal{E}_{\nu, \text{макс}} = 1,74$ $[^{15}\text{N}] = 3,5 \cdot 10^{-6}$ $\bar{\mathcal{E}}_{\nu} = 1,7$, $[^{16}\text{O}] = 2,9 \cdot 10^{-2}$, $[^{17}\text{O}] = 1,9 \cdot 10^{-2}$ $[^{17}\text{F}] = 9 \cdot 10^{-14}$, $[^{18}\text{F}] = 7 \cdot 10^{-12}$, $[^{18}\text{O}] = 10^{-6}$ — 10^{-8} *, $[^{19}\text{F}] = 10^{-6} - 10^{-9}$ *
$^{13}\text{N}(\text{e}^+ \nu)^{13}\text{C}$	2,22	$2,7 \cdot 10^{-5}$	
$^{13}\text{C}(\text{p}, \gamma)^{14}\text{N}$	7,55	$1,0 \cdot 10^2$	
$^{14}\text{N}(\text{p}, \gamma)^{15}\text{O}$	7,29	$2,5 \cdot 10^4$	
$^{15}\text{O}(\text{e}^+ \nu)^{15}\text{N}$	2,76	$5,6 \cdot 10^{-6}$	
$^{15}\text{N}(\text{p}, \alpha)^{12}\text{C}$	4,97	0,93	
$4^1\text{H} \rightarrow ^4\text{He} + 2\nu$	26,73	$2,2 \cdot 10^6$	

* Разброс концентраций ^{18}O и ^{19}F связан с неопределённостью скорости реакции $^{18}\text{O}(\text{p}, \alpha)^{15}\text{N}$.

вующие в У. ц. радиоактивные ядра, не успев распасться, начинают реагировать с протонами. В результате сеть реакций У. ц. значительно усложняется и меняется характер превращения изотопов С, N, O и F (напр., концентрация ядер ^{14}N может быть уже не очень большой). Такой У. ц. наз. горячим. Вследствие быстрого изменения физ. условий в процессе звёздных вспышек равновесные концентрации изотопов, вообще говоря, не успевают устанавливаться. Поэтому при исследованиях звёздных вспышек приходится проводить трудоёмкие расчёты, учитывающие кинетику ядерных превращений в сложной сети реакций горячего У. ц. Д. К. Надежин.

УДАРНЫЕ ВОЛНЫ в космосе — образующиеся при сверхзвуковом движении газа области (фронты), в которых имеют место резкие скачки плотности, давления, темп-ры, степени ионизации газа и др. его параметров.

Образование У. в. рассмотрим на следующем примере. Пусть в достаточно длинную трубу, наполненную первоначально неподвижным газом, вдвигается с постоянной скоростью поршень. Газ перед поршнем сжимается, его давление возрастает, и это давление приводит в движение следующий слой. Состояние движения передаётся в газе со скоростью звука, можно сказать, что в газе распространяется звуковая волна. Поскольку поршень движется в одном направлении, эта волна не состоит из сжатий и разрежений, как волна от колеблющейся мембраны. Просто газ перед поршнем постепенно приходит в движение. Если скорость поршня меньше скорости звука в газе, то звуковые волны уходят от него и постепенно весь газ в трубе начинает двигаться со скоростью, близкой к скорости поршня. Пусть теперь поршень движется со скоростью, превышающей скорость звука. Тогда звуковые волны не успевают уйти от поршня и быстро продвигают область сжатия газа на большие расстояния. Из-за этого возрастают плотность газа непосредственно перед поршнем, температура газа, а следовательно, и скорость звука, к-рая увеличивается до тех пор, пока не станет возможным перенос области сжатия газа вперёд от поршня.

Газ перед поршнем с наступлением этого момента резко делится на две части — одна, прилегающая к поршню, движется, другая остаётся неподвиж-

ной, т. к. она не успевает прийти в движение под воздействием звуковых волн. Неподвижный газ слой за слоем приходит в движение лишь тогда, когда получает толчок от газа, движущегося перед поршнем. Граница между движущимся газом и неподвижным резкая, она представляет собой фронт У. в. Скорость фронта несколько больше, чем скорость поршня, так что толщина слоя сжатого газа и его масса всё время растут. Прохождение фронта У. в. резко меняет свойства газа — скачком возрастают его плотность, давление, темп-ра. Поскольку скорость превращения энергии направленного, упорядоченного движения частиц газа в энергию хаотического, теплового движения пропорционально градиентам (перепадам) плотности, темп-ры, скорости, то внутри фронта У. в., где эти градиенты велики, происходит усиленная диссипация (превращение) кинетич. энергии сверхзвукового движения газа в теплоту. Увеличение темп-ры газа за фронтом сильной У. в. пропорционально квадрату её скорости.

Во внеш. слоях атмосфер звёзд, в туманностях, в межпланетной и межзвёздной среде градиенты (плотности, темп-ры и др.) малы, поэтому в этих средах диссипация кинетич. энергии не играет заметной роли. Однако во многих космич. явлениях У. в. играют важную роль. Напр., *солнечный ветер* налетает на земную магнитосферу со скоростью ок. 500 км/с (больше скорости звука в ней), затем он должен внезапно остановиться из-за давления магн. поля Земли. На границе магнитосферы образуется область плотной плазмы с высокой темп-рой и с интенсивной *плазменной турбулентностью*, к-рая служит передаточным звеном в аномально быстрой диссипации кинетической энергии солнечного ветра в теплоту. Если бы скорость солнечного ветра была меньше скорости звука (~10 км/с), то область сжатия расширилась бы в направлении Солнца и привела бы к перестройке потока к спокойному обтеканию им магнитосферы.

Толщина фронта У. в. определяется диссипативными процессами. В плотном газе (плазме), где молекулярные (атомарные, электронные) вязкость и теплопроводность существенны, толщина фронта У. в. — порядка длины свободного пробега частиц. Здесь имеет место непосредственная диссипация кинетич.

энергии в теплоту. В более разреженной (бесстолкновительной) плазме кинетич. энергия U в. не может сразу перейти в теплоту и возникают *бесстолкновительные ударные волны*.

В силу действия принципа вмороженности магн. силовых линий в вещество (см. *Магнитогидродинамика*) одновременно со сжатием газа в U в. увеличивается и напряжённость магн. поля. Если поле параллельно фронту и сжатие не сопровождается диссипацией энергии за счёт излучения, то возрастание магн. поля определяется соотношением:

$$\frac{H_2}{H_1} = \frac{\rho_2}{\rho_1} \leq \frac{\gamma+1}{\gamma-1},$$

где ρ_1 и H_1 — плотность газа и напряжённость магн. поля перед фронтом U в., ρ_2 и H_2 — значения этих же параметров за фронтом U в., γ — отношение теплоёмкостей газа при постоянном давлении и постоянной плотности. При этом для устойчивости фронта U в. в плазме с магн. полем необходимо, чтобы скорость налетающего на U в. потока плазмы (если она неподвижна) или скорость U в. в неподвижной плазме была бы больше скорости магнитозвуковых волн (в частности, альвеновской скорости, см. *Плазма*).

Увеличение темп-ры и плотности в U в. усиливает излучательную способность газа. При этом энергия излучения может беспрепятственно уноситься из области фронта U в. В подобных U в. с высвечиванием значит. часть кинетич. энергии превращается в энергию излучения, и здесь скачки ρ и H не ограничены пределом, устанавливаемым вышеприведённой ф-лой. U в. с высвечиванием могут уплотнять газ в межзвёздном пространстве в неск. десятков раз. С другой стороны, сильное магн. поле уменьшает сжатие газа в U в. и, следовательно, уменьшает диссипацию энергии. U в. с высвечиванием часто встречаются в межзвёздном пространстве (столкновения облаков межзвёздного газа, движение оболочки, сброшенной новой или сверхновой звездой, и т. п., см. *Остатки вспышек сверхновых*). Подобные U в. могут наблюдаться, если они достаточно интенсивны, в форме волокнистых *туманностей*.

Специфически космич. видом U в. являются ионизац. разрывы. На границе между областями межзвёздного водорода HI и III (см. *Межзвёздный газ*)

сравнительно резко меняется степень ионизации водорода от почти полной в III до почти нулевой в HI . Поэтому ионизирующее водород излучение звёзд почти полностью поглощается нейтральными атомами в пределах этого переходного слоя. Следовательно, здесь часть энергии, оставшаяся у электронов после их отрыва от атома, превращается в теплоту, нагревает газ и повышает его давление. В свою очередь, это вызывает движение газа через ионизац. разрыв. Исследование ионизац. разрывов проводится теми же методами, что и обычных U в. Если вблизи зоны III имеется плотная туманность, то ионизац. разрывы наблюдаются в виде светящихся ободков — римов.

U в. также возникают в недрах звёзд при *гравитационном коллапсе*, при движении в межзвёздной среде сброшенных звёздами оболочек, при вспышках на Солнце и на звёздах — вспыхивающие звёзды типа Т Тельца, пульсирующие переменные звёзды, где U в. сразу переносят энергию из более глубоких слоёв наружу. Здесь толщина фронта U в. очень мала, но зато в этих случаях важно учитывать условия движения U в. в неоднородной среде. Как правило, при переходе от более плотной к менее плотной среде скорость U в. увеличивается.

Лит.: Каплан С. А., Пикельнер С. Б., Физика межзвёздной среды, М., 1979; Горбачёв В. Г., Космическая газодинамика, М., 1977.

С. А. Каплан.
УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ — соотношение между давлением p , темп-рой T и уд. объёмом v (или плотностью ρ) физически однородной среды, находящейся в тепловом и механич. равновесии.

Простейший вид имеет U с. идеального газа: $p = (R/\mu)\rho T$, где R — *газовая постоянная*, μ — молекулярная масса, т. е. ср. масса, приходящаяся на одну частицу (включая электроны), выраженная в атомных единицах массы (1 а. е. м. равна $1/12$ массы нуклида углерода ^{12}C , или $1,66 \cdot 10^{-27}$ кг). Массы атомов хим. элементов, вообще говоря, различны, поэтому молекулярная масса зависит от состава газа. Массы наиболее обильных элементов звёздного вещества — водорода 1H и гелия 4He , выраженные в а. е. м., равны соответственно $A_H = 1,00783$, $A_{He} = 4,00260$. При полной ионизации число частиц, получившихся из одного атома с атомным номером Z и массой A , равно $Z + 1$

(ядро и Z электронов), откуда $\mu = A/(Z + 1)$ для вещества, состоящего целиком из таких атомов. Для всех наиболее распространенных в звёздном веществе тяжёлых ($Z \gg 1$) элементов имеет место примерное равенство $A \approx 2Z$, поэтому при полной ионизации атомов $\mu \approx 2$. В общем случае, когда вещество состоит из смеси водорода, гелия и тяжёлых элементов, массовые доли k -рых принято обозначать X , Y , Z (они нормированы так, что $X + Y + Z = 1$), справедливо соотношение $\mu = \left(\frac{2}{A_H} X + \frac{3}{A_{He}} Y + \frac{1}{2} Z \right)^{-1}$.

Широкое распространение в астрофизич. исследованиях получила более простая ф-ла: $\mu = 4A_H/(5X + 3 - Z)$, k -рая во мн. случаях оказывается хорошим приближением. Согласно данным наблюдений, для всех звёзд, за исключением очень старых, Z лежит в пределах от 0,02 до 0,04. Для наружных слоёв Солнца $X = 0,71$, $Y = 0,265$, $Z = 0,025$ и $\mu = 0,617$. Это ур-ние применимо как к веществу звёзд (звёздной плазме), где кинетич. энергия частиц (высокая темп-ра) значительно превышает энергию взаимодействия, так и к холодной разреженной плазме межзвёздной среды, где частицы находятся на больших расстояниях друг от друга. Применяя к звёздной плазме У. с. идеального газа, пренебрегают тем самым тремя эффектами: вырождением газа (см. *Вырожденный газ*), электростатич. взаимодействием частиц и давлением излучения. Первые два эффекта существенны при высоких плотностях и низких темп-рах (особенно в белых карликах и нейтронных звёздах), третий — при низких плотностях и высоких темп-рах (характерных, напр., для звёзд спектрального класса О). Поэтому У. с. идеального газа лучше всего описывает состояние вещества т. н. нормальных звёзд, находящихся в ср. части главной последовательности, в т. ч. и Солнца (см. *Герцшпрунга — Расселла диаграмма*).

Учёт вклада в У. с. термодинамически равновесного излучения не представляет труда: к давлению вещества нужно прибавить давление излучения, равное $\frac{1}{3}\mathcal{E}_r$, где $\mathcal{E}_r = aT^4$ — плотность энергии излучения, $a = (4/c)\sigma = 7,5644 \cdot 10^{-15}$ эрг/(см³·К), где σ — постоянная Стефана — Больцмана.

Особенно сложным оказывается У. с. сверхплотного и горячего звёздного вещества, возникающего при *гравита-*

ционном коллапсе. Здесь существенную роль играют такие процессы, как *нейтронизация* вещества, *диссоциация* тяжёлых атомных ядер на свободные нуклоны, рождение электрон-позитронных пар, мезонов и гиперонов, появление различных сортов *нейтрино*.

Для наружных слоёв холодных звёзд (красных гигантов, а также красных карликов, принадлежащих нижней части главной последовательности) У. с. также имеет довольно сложный вид вследствие существования различных стадий ионизации атомов и возможности образования и диссоциации молекул.

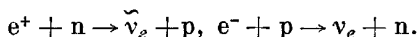
В астрофизике под У. с. в широком смысле часто понимают всю совокупность зависимостей осн. термодинамич. величин (давления, уд. энергии, энтропии и др.) от темп-ры, плотности и хим. состава вещества.

Д. К. Надёжин.

УРКА-ПРОЦЕСС — механизм испускания электронных нейтрино (ν_e) и антинейтрино ($\bar{\nu}_e$) звёздным веществом при бета-взаимодействии электронов и позитронов с атомными ядрами (см. *Бета-процессы*). В итоге У.-п. тепловая энергия звёздного вещества уносится

из звезды в виде ν_e и $\bar{\nu}_e$, тогда как ядерный состав звёздного вещества остаётся неизменным (атомные ядра играют роль катализаторов). Хотя вероятность рождения нейтрино и антинейтрино мала, вероятность их выхода из звезды на много порядков величины превышает вероятность выхода фотонов, это и определяет важную роль потери энергии звездой за счёт различных механизмов образования нейтрино и антинейтрино на поздних стадиях *эволюции звёзд*. В осн. варианте У.-п. ядро захватывает электрон с испусканием нейтрино ν_e , превращаясь в неустойчивое ядро, к-рое затем испускает электрон и антинейтрино $\bar{\nu}_e$ и вновь возвращается в исходное состояние. Энергия неустойчивого ядра выше, чем энергия системы из устойчивого ядра плюс свободный электрон на величину кинетич. энергии электрона, к-рая берётся из энергии теплового движения вещества звезды. Конечноым результатом процесса явл. превращение кинетич. энергии захватываемых электронов в энергию пар нейтрино — антинейтрино, к-рые свободно уходят из звезды. При более высоких темп-рах, когда в больших количествах в равновесии присутствуют электрон-позитронные пары, возникает возможность обоб-

щённого У.-п. с включением процессов захвата позитронов. Пример такого обобщённого У.-п.:



Аналогичные процессы возможны также и для атомных ядер (A, Z) и ($A, Z-1$) (A — атомный номер, Z — заряд ядра). Обобщённый У.-п. эквивалентен превращению пары электрон — позитрон в пару нейтрино — антинейтрино. При высоких темп-рах и плотностях обобщённый У.-п. на свободных нуклонах доминирует над прямыми (без участия атомных ядер и свободных нуклонов) механизмами испускания $\tilde{\nu}\nu$ -пар звёздами.

Д. А. Франк-Камеицкий, М. Ю. Хлопов.

УРОВНИ ЭНЕРГИИ (атомные, молекулярные, ядерные)

Содержание:

- | | |
|---|-----|
| 1. Характеристики состояний квантовой системы | 684 |
| 2. Энергетические уровни атомов | 686 |
| 3. Энергетические уровни молекул | 690 |
| 4. Энергетические уровни ядер | 695 |

1. Характеристики состояний квантовой системы

В основе объяснений св-в атомов, молекул и атомных ядер, т. е. явлений, происходящих в элементах объёма с линейными масштабами 10^{-6} — 10^{-13} см, лежит квантовая механика. Согласно квантовой механике, всякая квантовая система (т. е. система микрочастиц, к-рая подчиняется квантовым законам) характеризуется определённым набором состояний. В общем случае этот набор состояний может быть как дискретным (дискретный спектр состояний), так и непрерывным (непрерывный спектр состояний). Характеристиками состояния изолированной квантовой системы явл. внутренняя энергия системы (всюду дальше просто энергия), полный момент количества движения (МКД) и чётность.

Энергия системы. Квантовая система, находясь в различных состояниях, обладает, вообще говоря, различной энергией. Энергия связанной системы может принимать не любые, а строго определённые значения. Этот набор возможных значений энергии наз. дискретным энергетическим спектром, а об энергии говорят, что она квантуется. Примером может служить энергетич. спектр атома (см. ниже). Несвязанная система взаимодействую-

щих частиц обладает непрерывным энергетическим спектром, а энергия может принимать произвольные значения. Примером такой системы явл. свободный электрон ($\tilde{\nu}$) в кулоновском поле атомного ядра. Непрерывный энергетич. спектр можно представить как набор бесконечно большого числа дискретных состояний, между к-рыми энергетич. зазоры бесконечно малы.

Состояние, к-рому соответствует наименьшая энергия, возможная для данной системы, наз. основным; все остальные состояния наз. возбуждёнными. Часто бывает удобным пользоваться условной шкалой энергии, в к-рой энергия осн. состояния считается началом отсчёта, т. е. полагается равной нулю (в этой условной шкале всюду в дальнейшем энергия обозначается буквой $\mathcal{E}$). Если система, находясь в состоянии n (причём индекс $n = 1$ присваивается осн. состоянию), обладает энергией $\mathcal{E}_n$, то говорят, что система находится на энергетическом уровне $\mathcal{E}_n$. Число n , нумерующее У. э., наз. квантовым числом. В общем случае каждый У. э. может характеризоваться не одним квантовым числом, а их совокупностью; тогда индекс n означает совокупность этих квантовых чисел.

Если состояниям $n_1, n_2, n_3, \dots, n_k$ соответствует одна и та же энергия, т. е. один У. э., то этот уровень наз. вырожденным, а число k — кратностью вырождения.

При любых превращениях замкнутой квантовой системы (а также системы в постоянном внеш. поле) её полная энергия сохраняется неизменной. Поэтому энергия относится к т. н. сохраняющимся величинам. Закон сохранения энергии следует из однородности времени.

Полный момент количества движения. Эта величина явл. векторной и получается сложением МКД всех частиц, входящих в систему. Каждая частица обладает как собств. МКД — *спином*, так и орбитальным моментом, обусловленным движением частицы относительно общего центра масс системы. Квантование МКД приводит к тому, что его абс. величина J принимает строго определённые значения: $J = \hbar \sqrt{j(j+1)}$, где j — квантовое число, к-рое может принимать неотрицательные целые или полуцелые значения

(квантовое число орбитального МКД всегда целое). Проекция МКД на к.-л. ось наз. магн. квантовым числом m_j и может принимать $2j + 1$ значений: $m_j = j, j - 1, \dots, -j$. Если к.-л. момент J явл. суммой двух др. моментов: $J = J_1 + J_2$, то, согласно правилам сложения моментов в квантовой механике, квантовое число j может принимать следующие значения: $j = |j_1 - j_2|, |j_1 - j_2 - 1|, \dots, |j_1 + j_2 - 1|, j_1 + j_2$, а $m_j = m_{j_1} + m_{j_2}$. Аналогично производится суммирование большего числа моментов. Принято для краткости говорить о МКД системы j , подразумевая при этом момент, абс. величина к-рого есть $\hbar\sqrt{j(j+1)}$; о магн. квантовом числе говорят просто как о проекции момента.

При различных превращениях системы, находящейся в центрально-симметричном поле, полный МКД сохраняется, т. е., как и энергия, он относится к сохраняющимся величинам. Закон сохранения МКД следует из изотропии пространства. В аксиально-симметричном поле сохраняется лишь проекция полного МКД на ось симметрии.

Чётность состояния. В квантовой механике состояния системы описываются т. н. волновыми ф-циями. Чётность характеризует изменение волновой ф-ции системы при операции пространственной инверсии, т. е. замене знаков координат всех частиц. При такой операции энергия не изменяется, тогда как волновая ф-ция может либо остаться неизменной (чётное состояние), либо изменить свой знак на противоположный (нечётное состояние). Чётность P принимает два значения, соответственно $P = \pm 1$. Если в системе действуют ядерные или эл.-магн. силы, чётность сохраняется в атомных, молекулярных и ядерных превращениях, т. е. эта величина также относится к сохраняющимся величинам. Закон сохранения чётности явл. следствием симметрии пространства по отношению к зеркальным отражениям и нарушается в тех процессах, в к-рых участвуют слабые взаимодействия.

Квантовые переходы — переходы системы из одного квантового состояния в другое. Такие переходы могут приводить как к изменению энергетич. состояния системы, так и к её качеств. изменениям. Это связано-связанные, связано-свободные, свободно-свободные

переходы (см. *Взаимодействие излучения с веществом*), напр. возбуждение, деактивация, ионизация, диссоциация, рекомбинация. Это также хим. и ядерные реакции. Переходы могут происходить под действием излучения — и з л у ч а т е л ь н ы е (или радиационные) переходы или при столкновении данной системы с к.-л. др. системой или частицей — б е з ы з л у ч а т е л ь н ы е переходы. Важной характеристикой квантового перехода явл. его вероятность в ед. времени, показывающая, как часто будет происходить данный переход. Эта величина измеряется в с^{-1} . Вероятности радиац. переходов между уровнями m и n ($m > n$) с излучением или поглощением фотона, энергия к-рого равна $h\nu_{mn} = \epsilon_m - \epsilon_n$, определяются коэфф. Эйнштейна A_{mn} , B_{mn} и B_{nm} . Переход с уровня m на уровень n может происходить спонтанно. Вероятность излучения фотона R_{mn} в этом случае равна A_{mn} . Переходы типа $m \gtrless n$ под действием излучения (и н д у ц и р о в а н н ы е переходы) характеризуются вероятностями излучения фотона $R_{mn} = B_{mn} \rho_\nu$ и поглощения фотона $R_{nm} = B_{nm} \rho_\nu$, где ρ_ν — плотность энергии излучения с частотой ν .

Возможность осуществления квантового перехода с данного У. э. на к.-л. другой У. э. означает, что характерное ср. время Δt , в течение к-рого система может находиться на этом У. э., конечно. Оно определяется как величина, обратная суммарной вероятности распада данного уровня, т. е. сумме вероятностей всех возможных переходов с рассматриваемого уровня на все другие. Для радиац. переходов суммарная вероятность есть $R_m = \sum_i R_{mi}$, а $\Delta t = R_m^{-1}$. Конечность времени Δt , согласно соотношению неопределённостей $\Delta\epsilon \cdot \Delta t \gtrsim \hbar$, означает, что энергия уровня не может быть определена абсолютно точно, т. е. У. э. обладает нек-рой шириной. Поэтому излучение или поглощение фотонов при квантовом переходе $m \rightarrow n$ происходит не на строго определённой частоте ν_{mn} , а внутри нек-рого частотного интервала, лежащего в окрестности значения ν_{mn} . Распределение интенсивности внутри этого интервала задаётся п р о ф и л е м спектральной линии $\phi(\nu)$, определяющим вероятность того, что частота фотона, испущенного или по-

глощённого при данном переходе, равна ν :

$$\varphi(\nu) = \frac{\Delta\nu}{\pi} \cdot \frac{1}{(\nu - \nu_{mn})^2 + (\Delta\nu)^2}, \quad (1)$$

где $\Delta\nu = (R_m + R_n)/4\pi$ — полуширина профиля линии. Если уширение $\mathcal{U}$. э. и спектральных линий вызвано только спонтанными переходами, то такое уширение наз. естественным. Если в уширении определённую роль играют столкновения системы с др. частицами, то уширение имеет комбинированный характер и величина $\Delta\nu$ должна быть заменена суммой $\Delta\nu + (\Delta\nu)_c$, где $(\Delta\nu)_c$ вычисляется подобно $\Delta\nu$, но радиац. вероятности переходов должны быть заменены столкновительными вероятностями.

Переходы в квантовых системах подчиняются определённым правилам отбора, т. е. правилам, устанавливающим, как могут меняться при переходе квантовые числа, характеризующие состояние системы (МҚД, чётность и т. п.). Наиболее просто правила отбора формулируются для радиац. переходов. В этом случае они определяются св-вами начального и конечного состояний, а также квантовыми характеристиками излучаемого или поглощаемого фотона, в частности его МҚД и чётностью. Наибольшей вероятностью обладают т. н. электрические дипольные переходы. Эти переходы осуществляются между уровнями противоположной чётности, полные МҚД к-рых отличаются на величину $\Delta J = 0, \pm 1$ (переход $J = 0 \rightarrow 0$ невозможен). В рамках сложившейся терминологии эти переходы наз. разрешёнными. Все остальные типы переходов (магнитный дипольный, электрический квадрупольный и т. п.) наз. запрещёнными. Смысл этого термина состоит лишь в том, что их вероятности оказываются много меньше вероятностей дипольных электр. переходов. Однако они не явл. запрещёнными абсолютно.

2. Энергетические уровни атомов

Атом водорода. Простейшим атомом (А) явл. А водорода, состоящий из протона и Э, связанных гл. обр. электростатич. кулоновским взаимодействием. Качественно подобен А водорода водородоподобный ион, т. е. система, состоящая из ядра с зарядом Z и одного Э. Схема $\mathcal{U}$. э. атома водорода показана

на рис. 1. Энергия уровней в нерелятивистском приближении дается выражением:

$$\mathcal{E}_n = R_H \left(1 - \frac{1}{n^2}\right), \quad (2)$$

где $R_H = 13,6058$ эВ — *Ридберга постоянная* для А водорода, величина n наз. главным квантовым числом и может принимать значения $n = 1, 2, 3, \dots, \infty$. $\mathcal{U}$. э., соответствующие различным n , показаны в левой части рисунка; при увеличении n они сгущаются к границе ионизации 13,6 эВ. Переходы между $\mathcal{U}$. э. с различными значениями n приводят к образованию спектра, состоящего из отчетливо выраженных спектральных серий (для серий Брэкета и Пфунда длины волн на рис. даны в микрометрах, для остальных — в Å). Наблюдение и изучение этих линий играет важную роль в исследовании атмосфер звёзд. В результате существенного улучшения чувствительности астрономич. приёмников ИК-излучения удалось наблюдать линии, принадлежащие сериям Брэкета и Пфунда, к-рые образуются в компактных зонах *III*, окружающих очень молодые звёзды.

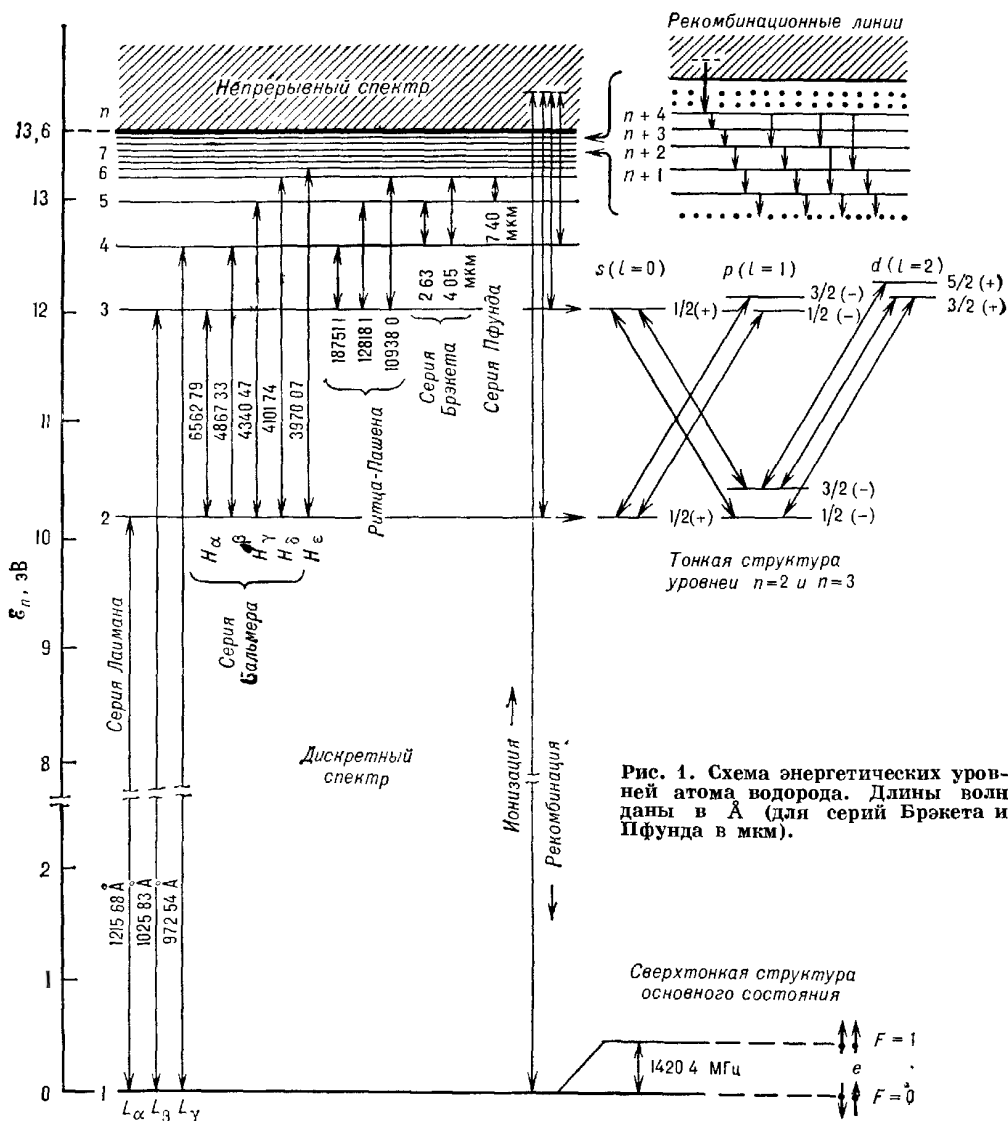
На рис. 1 показаны также переходы между уровнями, лежащими в дискретном и непрерывном спектре: свободно-связанные переходы — *рекомбинация* и обратные связанно-свободные переходы — *ионизация*.

Рекомбинация атомов на $\mathcal{U}$. э. с большими значениями n и последующие каскадные переходы на нижележащие уровни приводят к образованию линий, получивших название *рекомбинационных* (см. *Рекомбинационные радиолинии*). Нек-рые из таких переходов показаны в верхней правой части рис. 1.

Электрон в А в общем случае обладает орбитальным МҚД l , к-рый может принимать целочисленные значения в интервале $0 \leq l \leq n - 1$. В атомной спектроскопии принято обозначать состояния, соответствующие различным значениям $l = 0, 1, 2, \dots$, буквами латинского алфавита s, p, d, f, g (и далее в порядке букв латинского алфавита). Напр., состояние $n = 1, l = 0$, обозначается как $1s$, состояние $n = 3, l = 2$ — как $3d$. Так, к $\mathcal{U}$. э. $n = 1$ относится одно состояние $1s$, к $\mathcal{U}$. э. $n = 2$ — состояния $2s, 2p$, к $\mathcal{U}$. э. $n = 3$ — состояния $3s, 3p, 3d$, и т. д.

Согласно (2), в нерелятивистском приближении энергия уровня с квантовым числом n не зависит от l и m_l (m_l — проекция орбитального МКД на к.-л. ось). Т. о., в этом приближении

независимости энергии от l , то она связана только со спецификой кулоновского взаимодействия между ядром и Э. Врождение по l снимается, когда при расчёте энергии атомного У. э. учи-



уровень n оказывается вырожденным. Кратность этого вырождения есть n^2 . Независимость энергии от m_l легко объясняется тем, что в поле, обладающем сферич. симметрией (таково кулоновское поле ядра), все направления в пространстве равноправны, и поэтому энергия не может зависеть от ориентации МКД в пространстве. Что касается

тываются такие релятивистские поправки, как зависимость массы Э от скорости (см. *Релятивистские частицы*) и спин-орбитальное взаимодействие, т. е. взаимодействие, зависящее от величин и взаимной ориентации орбитального и спинового МКД Э. Учёт этих поправок даёт следующую ф-лу для энергии уровня:

$$\varepsilon_{nlj} = R_H \left\{ 1 - \frac{1}{n^2} \left[1 - \frac{\alpha^2}{n} \left(\frac{3}{4n} - \frac{1}{j+1/2} \right) \right] \right\}, \quad (3)$$

где $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$ — постоянная тонкой структуры, j — полный МКД, складывающийся из орбитального и спинного МКД. Согласно правилам сложения МКД, j может принимать два значения: $j = l \pm 1/2$. Т. о., каждое состояние с $l \neq 0$ расщепляется на два уровня с различными энергиями. Эти расщепления много меньше, чем расстояния между У. э. с различными значениями n , и наз. тонкими расщеплениями (тонкая структура). Тонкая структура У. э. с $n = 2$ и $n = 3$ в А водорода показана на рис. 1. Справа от каждого У. э. указаны значения j и чётность уровня, а стрелками показаны переходы, ответственные за линию H_α (самая длинноволновая линия в серии Бальмера). Аналогичная структура имеется у всех уровней $n > 1$, $l > 0$. Величина тонкого расщепления убывает с ростом n как $1/n^3$. Поэтому оно особенно важно для нижних состояний.

Расщепление ещё меньшей величины (сверхтонкое расщепление) обязано взаимодействию магн. моментов ядра и Э. Это расщепление показано на рис. 1 для осн. состояния А водорода. Магн. моменты Э и ядра (в данном случае протона) пропорциональны их спинам. Поскольку спин протона $I = 1/2$, то полный МКД А в осн. состоянии (при учёте ядерного спина он обычно обозначается буквой F) может принимать два значения: $F = 1$ (спины e и p параллельны) и $F = 0$ (спины e и p антипараллельны). Энергии этих сверхтонких подуровней различны, а переходы между ними приводят к образованию радиолинии водорода 21 см.

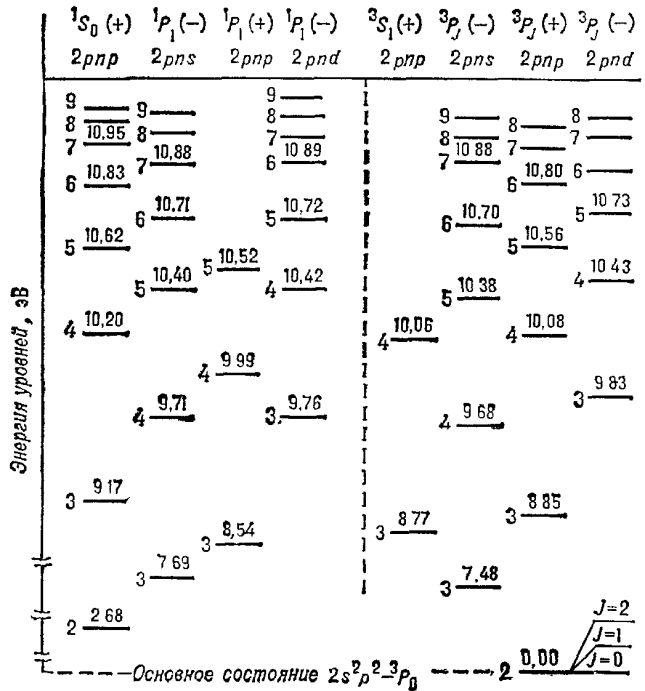
Многэлектронные атомы. В многоэлектронных А помимо кулоновского взаимодействия каждого Э с ядром имеются также взаимодействия Э друг с другом и обменное взаимодействие, связанное с неразличимостью Э при их квантомеханич. описании. Движение каждого из Э можно рассматривать происходящим в нек-ром усреднённом поле, создаваемом ядром и всеми др. Э. Для приближённого описания состояния отдельного Э снова можно использовать квантовые числа n и l , однако

в данном случае вырождение по l отсутствует даже в нерелятивистском приближении. Тем не менее каждый У. э. с данными n и l ещё остаётся вырожденным по проекциям орбитального и спинного МКД. Кратность этого вырождения равна $(2s_l + 1)(2l + 1) = 2(2l + 1)$, т. к. для электрона $s = 1/2$. Согласно принципу Паули, в каждом из этих состояний может находиться только по одному Э. Поэтому максимально возможное число состояний в А с данными n и l равно $2(2l + 1)$ и эти состояния, называемые эквивалентными, образуют электронную оболочку. Электронная оболочка наз. замкнутой, если все возможные состояния в ней заполнены. Совокупность $2n^2$ состояний с одним и тем же n , но разными l наз. электронным слоем (напр., K -слой, содержащий 2 Э при $n = 1$, L -слой, содержащий 8 Э при $n = 2$, M -слой, содержащий 18 Э при $n = 3$). Закономерностями в последовательном заполнении электронных оболочек объясняется периодичность изменения св-в элементов. Последовательность, в к-рой возрастают энергии Э с заданными n и l , следующая: $1s, 2s, 2p, 3s, 3p, 3d, \dots$ и т. д. (здесь буквы лат. алфавита, как и ранее, относятся к значениям орбитального МКД $l = 0, 1, 2, \dots$). Совокупность всех атомных Э, находящихся в определённых энергетич. состояниях, наз. электронной конфигурацией А. Для её описания указывают, каким образом при возрастании n Э распределяются по оболочкам. Для этого перечисляют все электронные оболочки, в к-рых есть Э, а именно: указывают главное квантовое число n , лат. букву, соответствующую значению орбитального МКД l , и (сверху справа от этой буквы) число Э в данной оболочке. Напр., конфигурация $1s^2 2s^2 2p^2$ осн. состояния А углерода означает, что в первом электронном слое находится два s -электрона, во втором слое находится два Э в s -оболочке и два в p -оболочке.

Электронная конфигурация определяет энергию А лишь приближённо. Для дальнейшего уточнения этой величины необходимо знать, какой тип связи МКД Э реализуется в А. Опыт показывает, что в лёгких А, где релятивистские эффекты сравнительно малы, реализуется т. н. LS -тип связи (часто её называют также нормальной или

связью Расселла — Саундерса). В этом случае все орбитальные МКД Э складываются в орбитальный МКД L , а все электронные спины суммируются в момент S . Моменты L и S складываются в полный МКД электронной оболочки J . В тяжёлых А, где релятивистские эффекты существуют (спин-орбитальное и спин-спиновое взаимодействия), реализуется т. н. jj -связь, а именно: орбитальный l и спиновый s МКД каждого Э складываются в полный МКД каждого электрона j . Полные МКД отдельных Э суммируются в полный МКД электронной оболочки атома J . Следует заметить, что, вообще говоря, чистых типов связи в реальных А не бывает и указанные типы — это предельные случаи, с хорошей точностью реализуемые для лёгких (LS) и тяжёлых (jj) А. В астрофизич. приложениях наибольший интерес представляет рассмотрение У. э. в А с LS -связью моментов в электронных оболочках. Поэтому она описана здесь более подробно (о jj -связи см. раздел 4 и лит. при статье).

Рис. 2. Участок энергетического спектра атома углерода. Числа, стоящие над чертой, к-рая обозначает уровень, дают его энергию в эВ. Главные квантовые числа n указаны слева от обозначений уровней.



Если в электронной оболочке А реализуется LS -связь, то У. э., соответствующий данной электронной конфигурации, расщепляется на целый ряд уровней, характеризуемых значениями L и S . У. э., соответствующие определённым значениям L и S , наз. спектральными терминами. Для обозначения термов обычно используются заглавные буквы лат. алфавита. Значениям $L = 0, 1, 2, \dots$ соответствуют термы S, P, D, F, G и т. д. Вместо значения спина S указывают мультиплетность терма, равную $2S + 1$, к-рая ставится слева вверху у знака терма. Если мультиплетность равна 1, терм наз. синглетным, 2 — дублетным, 3 — триплетным и т. д. Эмпирически установлено, что наименьшей энергией обладает терм с наибольшим возможным для данной элект-

ронной конфигурации значением S и наибольшим (возможным при этом S) значением L (правило Хунда). Релятивистские эффекты, и прежде всего спин-орбитальное взаимодействие, приводят к расщеплению терма с данными L и S на ряд уровней, соответствующих различным возможным значениям J полного МКД ($|L - S| \leq J \leq L + S$). Это расщеп-

ление наз. тонким или мультиплетным. Для характеристики состояния при наличии тонкой структуры наряду с электронной конфигурацией, термом и мультиплетностью указывают также значение полного МКД J , к-рое ставится справа внизу у обозначения терма. Напр., осн. состояние А углерода есть $1s^2 2s^2 2p^2 - ^3P_0$, т. е. электронная конфигурация осн. состояния А углерода есть $1s^2 2s^2 2p^2$, полный орбитальный МКД $L = 1$, полный спиновый МКД $S = 1$, полный МКД электронной оболочки $J = 0$. На рис. 2 приведён участок энергетич. спектра А углерода. В верхней части рис. указаны термы, мультиплетности, значения полных моментов J , чётности и электронные конфигурации. Все уровни разбиваются на две группы с различными мультиплетностями: синглеты ($S = 0$) и триплеты

($S = 1$). Радиационные переходы между этими двумя группами уровней (интеркомбинационные переходы) явл. запрещенными. Для термина 3P_0 показана тонкая структура.

В межзвездной среде наблюдается большое количество УФ- и оптич. линий, соответствующих различным переходам в многоэлектронных А и ионах. Ряд переходов из возбужденных состояний в нижние электронные слои (K -, L -слои) в тяжёлых А приводит к излучению в рентг. области спектра.

Наличие тонкой структуры у многих А играет большую роль в астрофизич. явлениях. Напр., в А углерода и кислорода уровни тонкой структуры легко возбуждаются при столкновениях этих А с др. частицами в облаках межзвездного газа. Излучательная деактивация уровней тонкой структуры, сопровождающаяся излучением фотонов, способствует выводу тепловой энергии из газово-пылевых облаков. Этот процесс может оказаться особенно важным на начальном этапе звездообразования при уплотнении газовых конденсаций, в к-рых начинается гравитац. сжатие протозвезд.

Переходы между уровнями тонкой структуры А и ионов кислорода, углерода, серы, аргона, неона и др. наблюдаются в межзвездной среде в ИК-диапазоне.

Как и в А водорода, в многоэлектронных А имеются сверхтонкие расщепления У. э. Переходы между уровнями сверхтонкой структуры попадают в радиодиапазон. Напр., длина волны такого перехода в А азота равна 11,5 м. Предпринимаются поиски этой линии в межзвездной среде.

Рекомбинация многоэлектронных А на У. э. с большими значениями n и последующие излучательные переходы между этими уровнями приводят к образованию рекомбинац. линий. Из-за того что массы ядер сложных А больше, чем масса ядра А водорода, рекомбинац. линии этих А слегка сдвинуты относительно соответствующих водородных линий в коротковолновую область спектра.

3. Энергетические уровни молекул

Основные типы движений в молекулах. В общем случае в молекуле (М) имеется три типа движений: э л е к т р о н н о е, к о л е б а т е л ь н о е и в р а щ а т е л ь н о е.

Движение каждого Э в М происходит в электр. поле атомных ядер и в поле всех др. Э. Также, как и в атомах, в М электроны образуют вполне определённые конфигурации, а электронная энергия $\epsilon_{эл}$ квантуется. Состояние М, соответствующее определённому значению $\epsilon_{эл}$, наз. электронным состоянием. В отличие от атомов, в М $\epsilon_{эл}$ в каждом электронном состоянии не является определённой постоянной величиной, но зависит от межъядерных расстояний (длин связей) и углов между ними (валентных углов). Эта функциональная зависимость наз. поверхностью потенциальной энергии (или кривой потенциальной энергии и для двухатомной М). Поверхность потенциальной энергии, соответствующая связанному состоянию М, имеет минимум при нек-рых значениях длин связей и валентных углов — эти значения наз. равновесными. Классификация электронных состояний многоатомных М проводится методами теории групп.

Наиболее простыми системами с точки зрения классификации энергетич. состояний явл. линейные, или двухатомные М. В линейной М электр. поле, действующее на Э, обладает аксиальной симметрией. Поэтому каждое электронное состояние характеризуется определённым значением проекции суммарного орбитального МКД всех Э на ось М. Эта величина обозначается буквой Λ . Различным значениям абс. величины Λ соответствуют различные электронные состояния, или термы, к-рые обозначаются большими буквами греч. алфавита: $\Lambda = 0$ — Σ -состояние, $\Lambda = 1$ — Π -состояние, $\Lambda = 2$ — Δ -состояние и т. д. Электронное состояние характеризуется также суммарным спином всех электронов S . Спин-орбитальное взаимодействие приводит к расщеплению электронного термина с данным S на $2S + 1$ близко лежащих У. э. (тонкая структура). Число $2S + 1$ наз. мультиплетностью электронного термина и ставится слева сверху у греч. буквы, указывающей значение Λ , напр. $^2\Pi$, $^3\Sigma$. Опыт показывает, что осн. электронное состояние большинства М есть $^1\Sigma$ -состояние. Существует, однако, ряд М, в т. ч. такие межзвездные М, как ОН, NO, СН, осн. состояние к-рых характери-

зуется отличными от нуля значениями L или/и S .

При $\Lambda \neq 0$ возможны два состояния с одинаковой энергией, отличающиеся знаком проекции орбитального МКД на ось M ($\pm \Lambda$). Т. о., все состояния с $\Lambda \neq 0$ двукратно вырождены. Σ -состояния не вырождены. Различают Σ^+ - и Σ^- -состояния. Знаки $\pm$ обозначают чётность состояния по отношению к операции отражения в плоскости, содержащей ось M . Если M обладает центром симметрии (напр., H_2 , O_2 , CO_2 , C_2H_2), то появляется дополнительное квантовое число — чётность по отношению к инверсии пространства. Чётные состояния обозначают индексом g (Σ_g , P_g , ...), а нечётные — индексом u (Σ_u , P_u , ...).

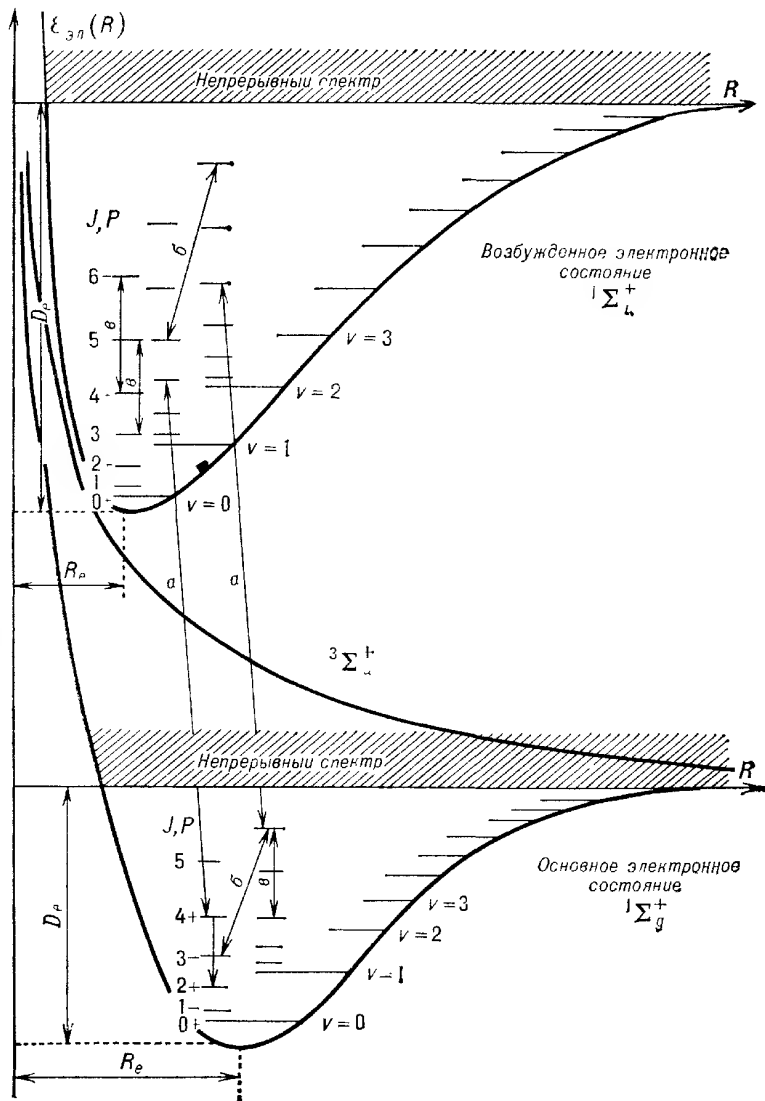
Ось св-ва кривых потенциальной энергии иллюстрируются рис. 3, где показаны такие кривые для трёх электронных состояний молекулы

Рис. 3. Схематическое изображение структуры трёх электронных состояний орто- и парамолекул H_2 . Для связанных электронных состояний $1\Sigma_g^+$

и $1\Sigma_u^+$ обозначены положения колебательных ($v = 0, 1, 2, \dots$) и вращательных ($J = 0, 1, 2, \dots$) уровней энергии, а также их чётности P . Линии со стрелками показывают возможные типы переходов: a — электронно-колебательно-вращательные, b — колебательно-вращательные, c — вращательные.

$H_2 - 1\Sigma_g^+$, $3\Sigma_u^+$, $1\Sigma_u^+$ (для наглядности масштабы по осям энергии и межъядерных расстояний не выдержаны точно). Кривые для $1\Sigma_g^+$, $1\Sigma_u^+$ -состояний имеют минимумы при равновесных межъядерных расстояниях $R = R_e$ и

соответствуют связанным состояниям M . При $R \rightarrow \infty$ оба атома водорода свободны и $\mathcal{E}_{эл}$ равна сумме энергий обоих атомов. Величина $\mathcal{E}_{эл}(\infty)$ наз. границей диссоциации. При сближении атомов образуется устойчивая M . Когда $R < R_e$, потенциаль-



ная энергия растёт, т. е. начинает сказываться кулоновское отталкивание ядер. Разность энергий $D_e = \mathcal{E}_{эл}(\infty) - \mathcal{E}_{эл}(R_e)$ наз. энергией диссоциации. Кривая потенциальной энергии для состояния $3\Sigma_u^+$ не имеет минимума, то есть это состояние не явл.

связанным. Сближающиеся атомы с таким набором квантовых чисел после столкновения расходятся, и M не образуется.

Колебания молекулы. Из вида потенциальной кривой для связанного состояния M ясно, что при уменьшении или увеличении межъядерного расстояния относительно равновесного появляется сила, стремящаяся вернуть ядра в положение равновесия, $R = R_e$. Эта сила приводит к возникновению колебательного движения ядер.

В многоатомных M колебательные движения ядер заключаются в периодич. изменении длин связей и валентных углов относительно их равновесных значений. Колебательное движение квантуется, что приводит к возникновению дискретного колебательного энергетического спектра. Каждый колебательный У. э. двухатомной M (число колебательных степеней свободы $i = 1$ — одномерное движение) характеризуется квантовым числом v , а энергия уровня равна:

$$\epsilon_{\text{кол}} = h\nu \left(v + \frac{1}{2} \right) \left[1 - x \left(v + \frac{1}{2} \right) \right],$$

$$v = 0, 1, 2, \dots, \quad (4)$$

где ν и x — осн. частота и постоянная ангармонизма; эти константы отличаются для различных электронных состояний. Многоатомные M , состоящие из N атомов, имеют число колебательных степеней свободы $i \geq 3$ ($i = 3N - 5$ для линейных M и $i = 3N - 6$ для нелинейных). Каждый колебательный У. э. в этом случае характеризуется набором колебательных квантовых чисел ($v_1, v_2, \dots, v_i$), а энергия $\epsilon_{\text{кол}}$ определяется приближённым выражением:

$$\epsilon_{\text{кол}} \approx \sum_{\mu=1}^i h\nu_{\mu} \left(v_{\mu} + \frac{1}{2} \right), \quad v_{\mu} = 0, 1, 2, \dots$$

$$(5)$$

где ν_{μ} — осн. частоты (иногда их называют частотами нормальных колебаний). Уровни колебательной энергии для M высокой степени симметрии могут быть дважды и трижды вырожденными.

Положения колебательных У. э. двухатомной M показаны на рис. 3 горизонтальными линиями у правых ветвей кривых потенциальной энергии $\epsilon_{\text{эл}}(R)$. Колебательные У. э. сгущаются к границе диссоциации $\epsilon_{\text{эл}}(\infty)$, но их число конечно, в отличие от атомных уровней,

для к-рых главное квантовое число n может принимать какие угодно большие значения. Выше границы диссоциации лежит непрерывный энергетич. спектр, соответствующий диссоциированному состоянию: полная энергия свободных атомов может принимать произвольные значения.

Вращение молекул. Вращат. движение M как целого можно приближённо рассматривать как повороты твёрдого тела вокруг нек-рой оси. Вращат. движение квантуется, что приводит к возникновению дискретного вращательного энергетического спектра. Каждый вращат. У. э. характеризуется вращат. энергией $\epsilon_{\text{вр}}$, вращат. МКД J , чётностью P и некоторыми дополнительными квантовыми числами, к-рые часто оказываются необходимыми для описания вращения нелинейных M .

В общем случае многоатомная M имеет три главных момента инерции I_1, I_2, I_3 , относительно трёх взаимно перпендикулярных осей, связанных с M . Для линейной M $I_1 = I_2, I_3 = 0$ (ось 3 в данном случае совпадает с осью M). Вращение такой M происходит вокруг оси, перпендикулярной оси M . Вращат. энергия приближённо определяется ф-лой:

$$\epsilon_{\text{вр}} \approx \frac{\hbar^2}{2I_1} J(J+1), \quad J = 0, 1, 2, \dots \quad (6)$$

Этой же ф-лой определяется энергия уровней M типа сферич. волчка, у к-рой $I_1 = I_2 = I_3$ (напр., CH_4, CF_4). Если $I_1 = I_2 \neq I_3$, то M относится к типу симметричных волчков (напр., $\text{NH}_3, \text{CH}_3\text{CN}$). Её У. э. характеризуются не только значениями вращат. МКД J , но и дополнительным квантовым числом — проекцией МКД J на ось симметрии M . Эта величина обычно обозначается буквой K . Энергия вращат. У. э. в этом случае:

$$\epsilon_{\text{вр}} = \frac{\hbar^2}{2I_1} J(J+1) + \frac{\hbar^2}{2} \left(\frac{1}{I_3} - \frac{1}{I_1} \right) K^2,$$

$$K = 0, 1, 2, \dots, J. \quad (7)$$

Если же все три момента инерции различны, M относится к типу асимметричных волчков (напр., $\text{H}_2\text{O}, \text{H}_2\text{CO}$). Для характеристики её вращат. У. э. требуется задание двух дополнительных квантовых чисел, энергия вращат. уровней не может быть выражена простыми ф-лами типа (6) или (7) и рассчитывается спец. методами.

Вращат. У. э. двухатомной М в $^1\Sigma^+$ -состояниях показаны на рис. 3 для двух колебательных состояний терма $^1\Sigma_g^+$ и трёх колебательных состояний терма $^1\Sigma_u^+$. Аналогичная вращат. структура (или полоса) имеется у всех колебательных состояний. Энергия вращат. уровней отсчитывается от положения колебательного уровня, к-рому принадлежит данная вращат. полоса. Если М имеет тождественные ядра (как, напр., H_2), это приводит к определённым ограничениям на существование вращат. У. э. с различными значениями J . В М водорода оба ядра (протоны) имеют спины $1/2$. Полный ядерный спин может принимать два значения: $I = 0$ (параводород) и $I = 1$ (ортоводород). В этом случае, как следует из квантовой механики, рассматривая, все вращат. У. э. с чётными J в $^1\Sigma_g^+$ -состоянии относятся к параводороду, а в $^1\Sigma_u^+$ -состоянии — к ортоводороду. Наоборот, уровни с нечётными J в $^1\Sigma_g^+$ -состоянии относятся к ортоводороду, а в $^1\Sigma_u^+$ -состоянии — к параводороду. Чётности вращат. состояний на рис. 3 указаны рядом со значениями J .

Полная энергия молекулы определяется приближённо как сумма всех видов энергии:

$$\mathcal{E}_{\text{мол}} \approx \mathcal{E}_{\text{эл}} + \mathcal{E}_{\text{кол}} + \mathcal{E}_{\text{вр}}. \quad (8)$$

Причём, как правило, выполняются неравенства $\mathcal{E}_{\text{эл}} \gg \mathcal{E}_{\text{кол}} \gg \mathcal{E}_{\text{вр}}$, и

$$\mathcal{E}_{\text{эл}}/\mathcal{E}_{\text{кол}} \approx \mathcal{E}_{\text{кол}}/\mathcal{E}_{\text{вр}} \approx \sqrt{m_e/m_p}, \quad (9)$$

где m_p — масса протона.

Типы переходов в молекулах. В соответствии со структурой энергетич. состояний в М различают три осн. типа квантовых переходов (здесь коснёмся только радиац. переходов).

Электронно-колебательные переходы (переходы типа *a* на рис. 3). Длины волн этих переходов обычно лежат в УФ- и оптич. областях спектра. Для H_2 переходы типа *a* относятся к серии Лаймана и имеют длины волн ок. 1000–1100 Å. Они наблюдаются как в межзвёздной среде нашей Галактики, так и в др. галактиках и, в частности, в облаках газа, имеющих большие красные смещения. В последнем случае они

могут наблюдаться методами оптич. астрономии.

Колебательно-вращательные переходы (переходы типа *b* на рис. 3). Их длины волн попадают, как правило, в ИК-область спектра. Напр., колебательный переход $v = 1 \rightarrow v = 0$ в H_2 в осн. электронном состоянии имеет длину волны $\lambda \approx 2,28$ мкм и наблюдается в плотных и горячих источниках, связанных с областями звездообразования.

Вращательные переходы (переходы типа *c* на рис. 3). Их длины волн попадают в ИК-, субмиллиметровую или микроволновую области спектра. Напр., в межзвёздной среде наблюдаются вращат. переходы H_2 с длиной волны $\lambda \approx 28$ мкм (переход $J = 2 \rightarrow J = 0$), субмиллиметровые переходы CO на волне $\lambda \approx 0,87$ мм (переход $J = 3 \rightarrow J = 2$). Радиоастрономич. методами обнаружено более 600 вращат. линий различных межзвёздных М (см. *Молекулы в межзвёздной среде*).

Некоторые важные типы расщеплений молекулярных состояний. Помимо осн. электронно-колебательно-вращат. структуры У. э. молекулы имеется ряд дополнительных расщеплений, играющих важную роль в интерпретации спектров межзвёздных М. Кратко рассмотрим лишь некоторые из них.

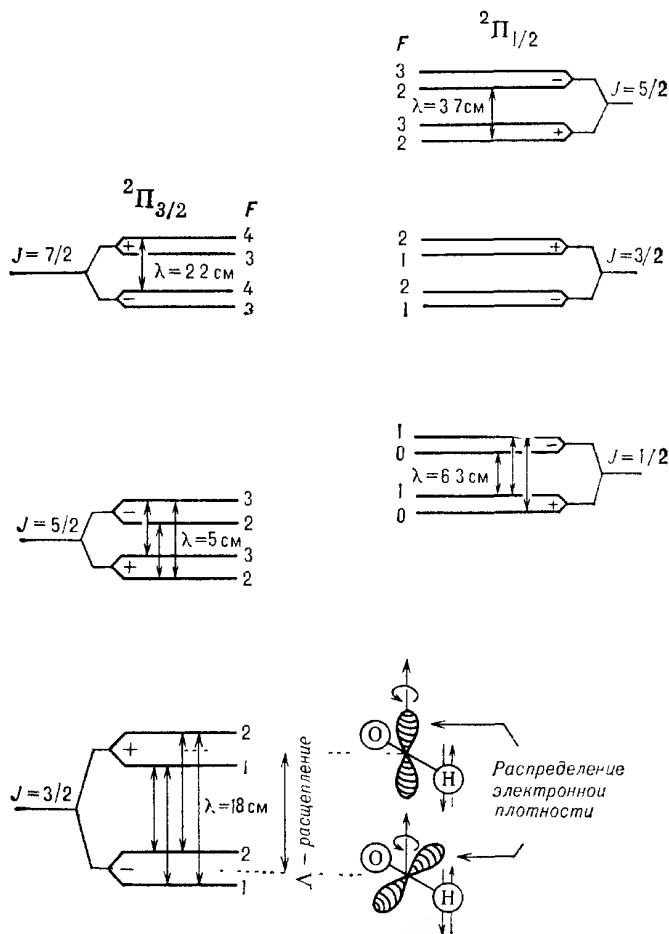
Спин-вращательное расщепление обязано взаимодействию магн. моментов, связанных со спином S , и вращательным МКД в электронном состоянии $^{2S+1}\Sigma$. При $S > 0$ каждый вращат. У. э. расщепляется на $2S + 1$ подуровней. Напр., в осн. электронном состоянии межзвёздной молекулы CN, $^2\Sigma^+(S = 1/2)$, каждый вращат. У. э. расщепляется на два подуровня, в осн. электронном состоянии молекулы SO, $^3\Sigma^-(S = 1)$, каждый вращат. У. э. расщепляется на три подуровня.

Λ-расщепление (Λ-удвоение) обязано взаимодействию между вращательным и электронным движениями в М, находящихся в Π, Δ и т. п. состояниях, т. е. когда проекция орбитального МКД электронов на ось М отлична от нуля. Важный пример этого типа расщепления приведён на рис. 4, где показана структура нижних вращат. У. э. межзвёздной молекулы OH. Во внеш. электронной оболочке молекулы OH находится один электрон, так что полный электронный спин $S = 1/2$. Поэтому осн. состояние $^2\Pi$ расщеплено

спин-орбитальным взаимодействием на две вращат. полосы: ${}^2\Pi_{3/2}$ и ${}^2\Pi_{1/2}$. Нижний индекс у знака терма обозначает суммарную проекцию Ω орбитального и спинового МКД на ось М. В данном случае ($\Lambda = 1$, $S = 1/2$) Ω может при-

ными движениями приводит к двум возможным распределениям электронной плотности, показанным в нижней части рис. 4. Моменты инерции, а следовательно, и вращат. энергии в этих двух состояниях несколько отличаются. Поэтому каждый вращат. У. э. оказывается расщеплённым на два подуровня (Λ -удвоение), чётности к-рых противоположны.

Сверхтонкое расщепление. Если одно или неск. ядер в М имеют отличные от нуля спины, то каждый вращат. У. э. расщепляется на систему сверхтонких подуровней (сверхтонкая структура). В этом случае каждый У. э. характеризуется полным МКД молекулы (F). Напр., в молекуле ОН ядро атома водорода имеет спин $I = 1/2$, к-рый может быть направлен параллельно или антипараллельно моменту J (стрелки у атома Н на рис. 4). В соответствии с правилами сложения моментов F может принимать значения $J \pm 1/2$, к-рые указаны на рис. 4. На этом рис. указаны также переходы, к-рым соответствуют радиочастоты молекулы ОН, наблю-



нимать два значения: $\Omega = 1/2$ и $\Omega = 3/2$. Т. к. для двухатомной М вращат. момент перпендикулярен молекулярной оси, то полный МКД, состоящий из электронного и вращат. МКД, не может быть меньше Ω . Поэтому для J возможны следующие наборы значений: $J = 1/2, 3/2, \dots$ для полосы ${}^2\Pi_{1/2}$ и $J = 3/2, 5/2, \dots$ для полосы ${}^2\Pi_{3/2}$. В каждой вращат. полосе все вращат. У. э. удвоены. Причину этого удвоения качественно можно понять, рассматривая распределение электронной плотности в молекуле ОН относительно оси вращения. Взаимодействие между вращательными и электрон-

даемые в межзвёздной среде.

Инверсионное расщепление обязано т. н. заторможенным движениям в М. Эти движения связаны с квантовомеханич. туннельным эффектом. На рис. 5 показано осн. электронное состояние М аммиака NH_3 . Кривая потенциальной энергии имеет два минимума, что соответствует двум возможным положениям атома азота относительно плоскости, в к-рой лежат атомы водорода (r — расстояние от атома азота до этой плоскости). Если атом N находится в одном из минимумов кривой потенциальной энергии, то переход

Рис. 4. Нижние вращательные уровни молекулы ОН, Λ -расщепление и сверхтонкое расщепление. Справа внизу приведено распределение электронной плотности, поясняющее образование Λ -дублета. Стрелками указаны переходы, к-рым соответствуют радиочастоты молекулы ОН, наблю-

в др. минимум в классич. механике энергетически запрещён. В квантовой механике такой переход возможен за счёт туннельного эффекта — частица туннелирует под энергетич. барьером, что изображено волнистой линией. Т. о., два минимума потенциальной энергии оказываются связанными между собой. Согласно квантовой механике, такая связь приводит к расщеплению каждого колебательного У. э., лежащего ниже центрального максимума, на два подуровня. Это расщепление наз. инверсионным. Поскольку каждому колебательному У. э. соответствует своя вращат. полоса, то двум инверсионным подуровням будут соответствовать две слегка смещённые (на величину расщепления) полосы, как это показано на рис. 5 справа, где изображён участ

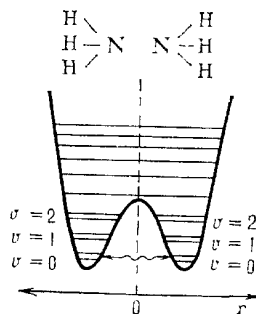


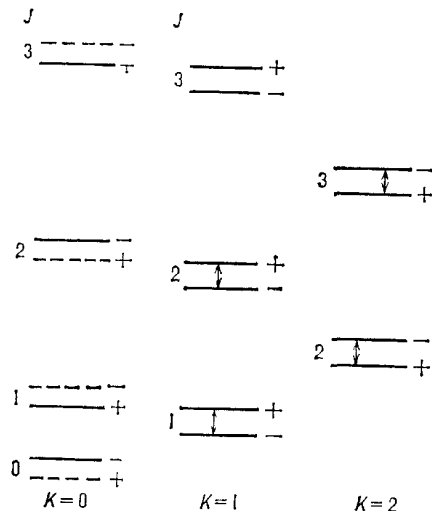
Рис. 5. Структура вращательных уровней энергии и инверсионное расщепление в молекуле аммиака. Стрелками показаны переходы, наблюдаемые в межзвёздной среде.

ток вращат. спектра осн. колебательного состояния аммиака. Т. к. NH_3 относится к М типа симметричного волчка, то энергии вращат. уровней можно приблизительно определить по ф-ле (7) для любых J и K . М аммиака имеет три тождественных ядра. В силу принципа Паули нек-рые вращат. У. э. оказываются запрещёнными (подобно тому, что имеет место для орто- и параводорода). Эти У. э. обозначены штриховыми линиями. Линии, соответствующие переходам между инверсионными подуровнями (они обозначены стрелками на рис. 5), попадают в радиодиапазон вблизи частоты 23 ГГц и наблюдаются в межзвёздной среде. Их изучение играет важную роль в исследованиях плотных и холодных облаков межзвёздного газа.

4. Энергетические уровни ядер

Изотопический спин. При описании состояний ядер атомных, в дополнение к квантовым характеристикам, используемым в атомной и молекулярной спектроскопии, вводят понятие полного

изотопического спина (изоспина) T и его проекции M_T . Эти величины для отдельного нуклона (t, m_t) определяют его зарядовое состояние. По определению, $t = 1/2$, а m_t может принимать два значения: $m_t = 1/2$ соответствует протону, $m_t = -1/2$ соответствует нейтрону. Полный изоспин ядра (Y) T определяется как векторная сумма изоспинов отдельных нуклонов, а его проекция $M_T = (Z - N)/2$, где Z — заряд Y , N — число нейтронов в Y .



Напр., для пары нуклонов суммарный изоспин может принимать два значения: $T = 0$ и $T = 1$. Состояния с $T = 0$, $M_T = 0$ и $T = 1$, $M_T = 0$ соответствуют паре пр. (нейтрон — протон). Состояния с $T = 1$, $M_T = 1$ и $T = 1$, $M_T = -1$ соответствуют парам пр. пр. и н. н. От величины изоспина в общем случае зависит энергия связи и энергии уровней Y . Как правило, осн. состояние Y имеет наименьшее из допустимых значение изоспина, т. е. $T_{\min} = |M_T| = (N - Z)/2$.

Оболочечная модель ядра. Для приближённого описания дискретного энергетич. спектра атомного Y оказывается удобным, так же как и для характеристики молекулярных состояний, разделить движения в Y на внутренние и коллективные, причём последние могут быть двух типов: колебательные, соответствующие колебаниям ядерной плотности или поверхности Y , и вращательные, соответствующие вращению деформированного Y как целого вокруг оси, перпендикулярной оси деформации.

Внутреннее движение нуклонов в Я может быть приближённо описано в рамках оболочечной модели, по своим осн. представлениям аналогичной той модели, к-рая даёт описание строения электронной оболочки атома. Оболочечная модель исходит из допущения, что в атомном Я каждый нуклон движется до нек-рой степени независимо в усреднённом поле ядерных сил, образованном другими нуклонами. Поскольку радиус действия *ядерных сил* мал, это поле ограничено расстояниями порядка радиуса Я $R \approx 1,4 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см, где A — число частиц в Я (*массовое число*). Т. о., в оболочечной модели состояния Я в целом описывается перечислением состояний отдельных нуклонов. Для многих Я ср. ядерное поле обладает сферич. симметрией. Поэтому состояние отдельного нуклона в Я можно характеризовать орбитальным МКД l . Спин-орбитальное взаимодействие для такого нуклона в Я значительно больше, чем для Э в атоме. Поэтому для описания ядерных состояний используется j -тип связи МКД. Состояния нуклонов с одинаковыми l и j нумеруют в порядке увеличения энергии числом $n = 1, 2, \dots$. Различные состояния обозначают символами $1s_{1/2}, 1p_{1/2}, 1p_{3/2}, \dots$, где цифра перед буквой есть число n , буквы s, p, d, f, g и т. д. имеют тот же смысл, что и в атомной спектроскопии, т. е. соответствуют значениям $l = 0, 1, 2, 3, \dots$, а индекс у буквы определяет величину полного МКД нуклона j .

В состоянии с заданными значениями n, l, j может находиться не более $2j + 1$ нуклонов каждого типа — протонов и нейтронов. Т. о., нуклонные состояния распределяются по следующим группам:

$1s_{1/2}$ 2 нуклона
 $1p_{3/2}, 1p_{1/2}$ 6 нуклонов
 $1d_{5/2}, 1d_{3/2}, 2s_{1/2}$ 12 нуклонов
 $1f_{7/2}, 2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}, 1g_{9/2}$. . 30 нуклонов
 $2d_{5/2}, 1g_{7/2}, 1h_{11/2}, 2d_{3/2}, 3s_{1/2}$. . 32 нуклона
 $2f_{7/2}, 1h_{9/2}, 1i_{13/2}, 2f_{5/2}, 3p_{3/2}, 3p_{1/2}$ 44 нуклона.

Состояния в каждой группе мало отличаются по энергиям. Такие группы наз. *нуклонными оболочками*. Соответственно величинам, указывающим возможное число нуклонов в каждой группе, заполнение к.-л. оболочки заканчивается, когда число протонов или нейтронов в Я равно одному из сле-

дующих чисел: 2, 8, 20, 50, 82, 126. Эти числа принято наз. *магическими*. Я, содержащие лишь заполненные протонами (или нейтронами) оболочки, наз. *магическими ядрами*. Я магические и по протонам и по нейтронам наз. *дважды магическими*. Дважды магич. Я обладают особой устойчивостью по отношению к присоединению нуклона (аналогично атомам инертных газов с целиком заполненными электронными оболочками), а их первые возбуждённые У. э. лежат выше, чем у остальных Я.

Большая устойчивость Я с заполненными протонными и нейтронными оболочками относительно возбуждения частично связана с эффектом спаривания нуклонов.

В чётно-чётных Я (т. е. в Я с чётным числом протонов и нейтронов) пары протонов и нейтронов с равными, но противоположно направленными спинами образуют в Я состояния типа связанных. Чтобы возбудить ядро, т. е. перевести один из нуклонов пары в более высокую незаполненную оболочку, необходимо разорвать нуклонную пару, что требует значительной энергии. Полный МКД чётно-чётного Я в осн. состоянии равен нулю, т. к. МКД всех нуклонов попарно компенсируются.

В наиболее простом варианте оболочечной модели нечётных Я предполагается, что все нуклоны Я за исключением нечётного соединяются парами и образуют чётно-чётный остов. Оставшийся нечётный нуклон движется в поле этого остова. МКД такого Я равен МКД нечётного нуклона, а его энергетич. состояние определяет структуру нижних У. э. ядра. Этот вариант оболочечной модели наз. *одночастичной моделью Я*.

С ростом энергии возбуждения состояния между У. э. быстро уменьшаются. Энергии уровней возрастают с увеличением орбитального МКД l . При заданном l уровень с $j = l + 1/2$ лежит глубже, чем уровень с $j = l - 1/2$.

Для характеристики энергетического уровня Я обычно указывают его энергию, полный МКД J и чётность P . Иногда, если это необходимо, к этим квантовым характеристикам добавляют значение изотопич. спина.

На рис. 6 приведены схемы У. э. внутр. возбуждения ядер $^{12}_6\text{C}_6, ^{16}_8\text{O}_8, ^{17}_8\text{O}_9, ^{56}_{28}\text{Ni}_{28}, ^{58}_{28}\text{Ni}_{29}$. Сравнение схем уровней для изотопов $^{16}_8\text{O}_8, ^{17}_8\text{O}_9$, а также для

$^{56}_{28}\text{Ni}_{28}$ и $^{57}_{28}\text{Ni}_{29}$ показывает различия в энергетич. структуре чётно-чётных и чётно-нечётных Я. Линии, соответствующие переходам, обозначенным стрелками для Я $^{12}_6\text{C}_6(4,44 \text{ МэВ})$ и $^{16}_8\text{O}_8$

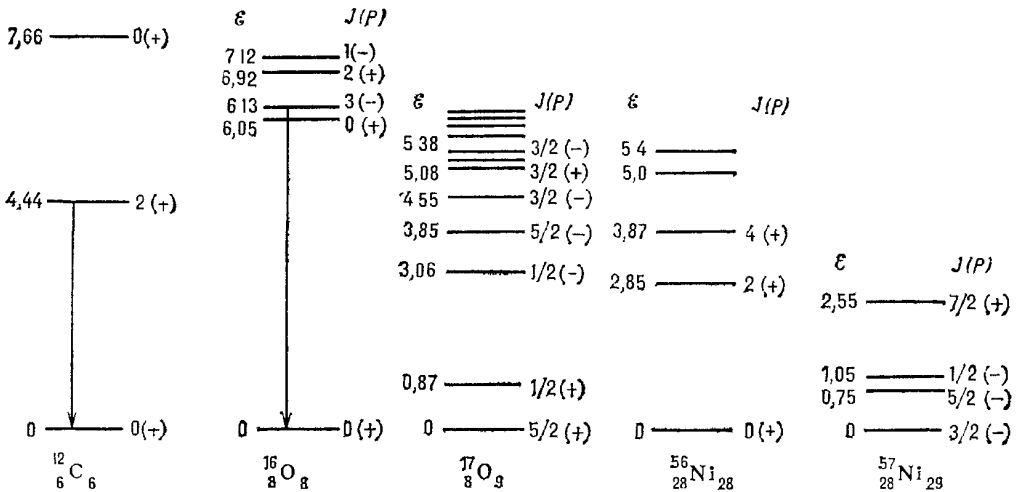
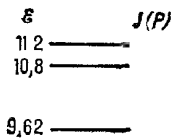


Рис. 6. Схема энергетических уровней внутренних возбуждений ядер углерода, кислорода и никеля. Энергия ϵ дана в МэВ. Указаны значения полного момента ядра J и чётности состояния P . Линиями со стрелками показаны переходы, к-рые наблюдались в солнечных вспышках.

(6,13 МэВ), наблюдались во *вспышках на Солнце*. Первая из них наблюдалась также в центральной области Галактики.

Коллективные движения в ядре. Для описания этих типов движений (они становятся особенно существенными для тяжёлых ядер) оболочечная модель оказывается недостаточной. Поэтому была развита *обобщённая модель Я*, рассматривающая движения нуклонов в незаполненных оболочках в поле остова, состоящего из нуклонов, полностью заполняющих оболочки. Спин остова равен нулю. Внеш. нуклоны при своём движении влияют на форму остова и могут деформировать его; он приобретает форму вытянутого или сплюснутого эллипсоида вращения и может колебаться и вращаться. Эти коллективные движения нуклонов остова описываются в рамках *гидродинамической модели Я*.

Энергия состояния в обобщённой модели представляется суммой энергий внутреннего и коллективных движений. Под внутренним понимается движение нуклонов в незаполненных оболочках. В аксиально-симметричном поле деформированного ядра хорошей квантовой характеристикой состояния (т. е. сохраняющейся величиной) является проекция Ω полного МКД этих нуклонов на ось деформации. Полный МКД

вращающегося ядра J складывается из МКД нуклонов незаполненных оболочек и МКД вращающегося остова, к-рый перпендикулярен оси деформации. Следовательно, при заданном Ω момент J может принимать значения $J = \Omega, \Omega + 1, \Omega + 2, \dots$, а величина вращат. энергии определяется Φ -лой (6). Однако момент инерции, фигурирующий в этой ф-ле, в случае Я может считаться независимым от J лишь при небольших значениях этой величины. Когда J превышает нек-рый предел, момент инерции быстро нарастает, т. к. равновесная деформация увеличивается, что приводит к перестройке структуры Y . э. Интервалы между Y . э. перестают расти в соответствии с Φ -лой (6), и Y . э. располагаются приблизительно эквидистантно. Наконец, если Я сообщить очень большой вращат. МКД, оно может перейти в т. н. *сверхвращат. состояние*,

к-рое явл. нестабильным. Из этого состояния Я распадается с удалением нескольких нейтронов.

Энергетич. спектр Я., описываемый ф-лой (6), представляет собой пример простейшего спектра. Структура вращат. У. э. большинства Я имеет более сложный характер. Вращательные и колебательные переходы в Я наблюда-

$\epsilon_{вр}$	$J(P)$	$\epsilon_{вр}$	$J(P)$
		1193.04	5(-)
		1094.05	4(-)
		$K=4$	
$\epsilon_{вр}$	$J(P)$		
928.26	8(+)	994.77	4(+)
		895.82	
		821.19	
		$K=2$	
548.73	6(+)		
264.08	4(+)		
79.08	2(+)		
0	0(+)		
$K=0$			

α

ются в лабораторных экспериментах. Нижние вращат. У. э. отстоят от основного на десятки и сотни кэВ. Энергия колебательных возбуждений, как правило, принимает промежуточные значения между энергиями вращательных и внутренних возбуждений. На рис. 7 показаны примеры вращат. энергетич. спектра для ядра ^{168}Er (этот спектр качественно подобен тому, к-рый имеет место в молекулах типа симметричного волчка) и колебательного энергетич. спектра для ядра ^{188}Os .

Возбуждение и деактивация ядерных уровней. Возбуждённое состояние данного Я часто возникает в результате ядерной реакции к.-л. другого Я с γ -фотонами, α , нуклонами, мезонами, нейт-

рино и др. Я. Другой путь образования возбуждённого состояния — это поглощение γ -фотона или столкновения Я с к.-л. частицей без последующей ядерной реакции (напр., кулоновское возбуждение вращат. уровней Я при столкновении с заряженной частицей). Аналогичным образом может происходить деактивация (распад) возбуждённых состояний. Примером излучательной деактивации явл. распад возбуждённых состояний $^{12}\text{C}_6$ и $^{16}\text{O}_8$ (рис. 6). Возбуждение этих У. э. в солнечных вспышках осуществляется энергичными протонами. Другим примером возбуждения и деактивации ядерных У. э. явл. реакция нейтронного захвата $^1_1\text{H}_1(n, \gamma)^2_1\text{H}_1$, происходящая при столкновении нейтрона и протона. При этом образуется Я дейтерия не в основном, а в квазисвязанном состоянии на виртуальном У. э., к-рый расположен в непрерывном спектре вблизи границы диссоциации Я (на 0,067 МэВ выше её). Последующая излучательная деактивация этого уровня

Рис. 7. α — структура вращательных уровней ядра ^{168}Er , β — структура колебательных уровней ядра ^{188}Os . Энергия уровней дана в кэВ.

приводит к образованию стабильного Я дейтерия, а излучённый γ -фотон имеет энергию 2,22 МэВ. Гамма-фотоны с такой энергией также наблюдаются в солнечных вспышках. Отмеченная реакция нейтронного захвата играет большую роль в первичном космогич. нуклеосинтезе, т. к. с неё начинается цепь термоядерных реакций, приводящих к образованию Я гелия.

Лит.: Бор О., Моттельсон Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 1—2, М., 1971—77; Борн М., Атомная физика, пер. с англ., 3 изд., М., 1970; Ельшич М. А., Атомная и молекулярная спектроскопия, М., 1962; Мухин К. Н., Экспериментальная ядерная физика, 3 изд., т. 1—2, М., 1974; Соболев И. И., Введение в теорию атомных спектров, М., 1977; Татевский В. М., Строение молекул, М., 1977. В. К. Херсонский.



ФАРАДЕЯ ЭФФЕКТ — вращение плоскости (в общем случае эллипса) поляризации эл.-магн. волны при распространении её в гиротропной среде. Наиболее важным в астрофизике частным случаем гиротропной среды явл. разреженная плазма с магн. полем. В ней для каждого направления и частоты излучения ν имеется два типа независимо распространяющихся собств. колебаний (н о р м а л ь н ы х волн, НВ) с различными (вообще говоря, эллиптическими) поляризациями (см. Поляризация электромагнитного излучения), разными показателями преломления n_1 и n_2 и коэфф. поглощения k_1 и k_2 . Распространяющаяся в плазме поляризов. волна явл. когерентной суперпозицией НВ, имеющих разные фазовые скорости: c/n_1 и c/n_2 . Это различие приводит к изменению вдоль направления распространения сдвига фаз $\Delta\phi$ между колебаниями в составляющих НВ [$\Delta\phi = (2\pi\nu/c) \int_0^L (n_1 - n_2) dl$; интеграл берётся вдоль пути, проходимо-го излучением], т. е. изменению с расстоянием поляризации результирующей волны. Ф. э. возникает в важном частном случае, когда поляризации НВ близки к круговым, т. е. при $(v_B/\nu)(\sin^2\vartheta/2\cos\vartheta) \ll 1$, где v_B — электронная циклотронная частота, ϑ — угол между магн. полем и направлением распространения излучения. Угол поворота эллипса поляризации

$$\chi(\text{рад}) = \frac{\pi\nu}{c} \int_0^L (n_1 - n_2) dl =$$

$$= \frac{\pi}{c} \int_0^L \frac{v_{0e}^2 v_B \cos\vartheta}{v^2 - v_B^2} dl, \text{ при } \nu \gg v_B$$

$$\chi(\text{рад}) = \frac{2,36 \cdot 10^4}{v^2} \int_0^L N B \cos\vartheta dl.$$

Здесь $v_{0e} = (Ne^2/\pi m)^{1/2}$ — электронная ленгмюровская частота, N — электронная концентрация, B — магн. поле; все величины в ед. СГС. Эта ф-ла применима к достаточно разреженной плазме

($v_{0e}^2 \ll \nu|\nu - v_B|$) для частот, не слишком близких к v_B . Кроме того, подразумевается, что на пути распространения волна не испытывает поглощения или рассеяния ($\int_0^L (k_1 + k_2) dl/2 \ll 1$).

Ф. э. особенно важен в радиоастрономии. Так, напр., в межзвёздной среде для $N = 0,1 \text{ см}^{-3}$, $B = 10^{-6} \text{ Гс}$ ($v_B = 2,8 \text{ Гц}$) и $\vartheta = 0$ на пути $L = 100 \text{ пк} = 3,1 \cdot 10^{20} \text{ см}$ угол $\chi = 8,1 \cdot 10^{-4} \lambda^2$ (λ — в см), что даёт $\chi = 73 \text{ рад}$ для $\lambda = 3 \text{ м}$ и $\chi = 0,73 \text{ рад}$ для $\lambda = 30 \text{ см}$. Измерение на разных длинах волн угла ориентации эллипса поляризации излучения далёкого радиисточника позволяет определить меру вращения $RM = \int_0^L N B \cos\vartheta dl$, т. е. даёт информацию о плотности межзвёздного газа, магн. поле и расстоянии до источника.

Ф. э. может также возникать при прохождении излучения сквозь плазму в самом источнике. Напр., в солнечной короне при $N = 10^8 \text{ см}^{-3}$, $B = 10 \text{ Гс}$, $\vartheta = 0$ на пути $L = 10^{10} \text{ см}$ угол $\chi \approx 260 \lambda^2$, т. е. $\chi > 1$ для $\lambda \gtrsim 0,06 \text{ см}$.

Часто Ф. э. приводит к уменьшению степени линейной поляризации излучения (ф а р а д е е в с к а я д е п о л я р и з а ц и я). Напр., если протяжённый вдоль луча зрения источник линейно поляризованного (в одном направлении) излучения находится в плазме с магн. полем, то от разных частей источника наблюдатель принимает излучение с различно ориентированной (из-за разных путей L) поляризацией, что уменьшает поляризацию суммарного излучения. Из-за этого, в частности, поляризация синхротронного излучения в плоскости Галактики наблюдается только в направлениях, перпендикулярных магн. полю, где Ф. э. мал. Фарадеевская деполаризация возникает также вследствие конечной ширины полосы частот $\Delta\nu$ приёмной аппаратуры, когда изменение $\chi(\nu)$ в этой полосе не мало: $(\Delta\nu/2\nu_0) \chi(\nu_0) \gtrsim 1$ (ν_0 — рабочая частота).

В оптически толстой плазме (т. е. при $\int_0^L (k_1 + k_2) dl/2 \gg 1$) Ф. з. существует, если $\chi \gtrsim 1$ на средней длине свободного пробега фотона, т. е. при $\delta \equiv (2\pi\nu/c)[|n_1 - n_2|/(k_1 + k_2)] \gtrsim 1$. Если в плазме возникают фотоны, поляризации к-рых не совпадает с поляризациями НВ (напр., при синхротронном излучении релятивистских электронов или при *томсоновском рассеянии*), то при $\delta \gtrsim 1$ происходит деполяризация (нарушается фазовая связь между НВ) из-за хаотич. распределения излучающих или рассеивающих частиц; при $\delta \gg 1$ излучение распространяется в плазме и выходит из неё в виде некогерентной смеси НВ. В частности, при $v_B \ll v$ магн. поле уменьшает линейную поляризацию для длин волн $\lambda \gtrsim \lambda_* \equiv 2\pi\sqrt{2e/3B_{||}} \simeq 1,12 \cdot 10^{-4} B_{||}^{-1/2}$ см, где $B_{||} = B \cos\theta$. Для $B_{||} \approx (3-10)$ Гс λ_* попадает в оптич. диапазон, а для $B_{||} \sim (10^6-10^{10})$ Гс — в рентгеновский. Т. о., измерение спектра линейной поляризации оптич. и рентг. источников позволяет определять магн. поле в излучающей области.

Лит.: Железняков В. В., Электромагнитные волны в космической плазме, М., 1977; Долгинов А. З., Гнедин Ю. Н., Силантьев Н. А., Распространение и поляризация излучения в космической среде, М., 1979. Г. Г. Павлов.

ФЛОККУЛЫ — волокнистые образования в хромосферном слое центров активности, наблюдаемые в проекции на диск Солнца (см. *Солнечная хромосфера*). Ф. видны только в свете *фраунгоферовых линий* средней и большой интенсивности на специально получаемых в частотах этих линий снимках Солнца (т. н. спектрограммах). Ф. представляют собой яркие или в нек-рых случаях (в свете ряда относительно слабых линий металлов, в линии $\lambda = 10\,830\text{\AA}$ He I) тёмные области размером в неск. минут дуги. Наиболее распространённым явл. применение термина «Ф.» как названия ярких областей на спектрогелиограммах в свете линии водорода $H\alpha$ и линий H и K ионизов. кальция (Ca II). Видимые в линии $H\alpha$ волокна ориентируются характерным образом, часто напоминая ориентацию металлич. опилок на стекле, располагающемся над магнитом. Над одиночными солнечными пятнами в ряде случаев появляется вихревая структура типа циклонов. В период максимума солнечной актив-

ности Ф., видимые в линии $H\alpha$, могут покрывать до 0,1 площади диска Солнца. В линиях H и K CaII Ф. имеют большие размеры, они выглядят гораздо аморфнее. Эти различия связаны в первую очередь с тем, что кальциевые Ф. располагаются несколько выше водородных; их эмиссия легче возбуждается при небольшом увеличении темп-ры. Кальциевые Ф. — хорошие индикаторы появления локальных магн. полей на Солнце: Ф. заметны везде, где напряжённость поля $H \gtrsim 5\theta$. Яркость Ф. растёт с напряжённостью поля (до полей в неск. сотен Э). Усиление свечения хромосферы в Ф. в основном связано с тем, что плотность газа активной хромосферы в неск. раз выше, чем невозмущённой. М. А. Лившиц.

ФОНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ВСЕЛЕННОЙ — эл.-магн. излучение Вселенной, не искажённое ближайшими источниками (атмосферой Земли, излучением Галактики и т. п.). Именно Ф. и В. должны были бы воспринимать приборы с широким полем зрения, вынесенные в пространство между галактиками. К сожалению, такой эксперимент невозможен. Астрономы изучают Ф. и В., используя наземные и внеатмосферные приборы. В связи с этим отделение фонового компонента от диффузного (рассеянного) излучения локальной и галактич. природы явл. трудной задачей.

Часто фоном наз. все помехи, затрудняющие выделение сигнала от дискретного объекта: собств. шумы прибора, отчёты рентг. счётчиков, вызванные наличием *космических лучей*, диффузное излучение, попадающее в поле зрения прибора (в частности, это может быть и Ф. и В. при наблюдении источников с малыми угловыми размерами), и т. п. Следует подчеркнуть отличие Ф. и В. от понятия фона в таком смысле.

Исследование Ф. и В. представляет самостоят. интерес, т. к. оно несёт информацию об излучении, заполняющем всю Вселенную, т. е. информацию о Вселенной в целом. Кроме того, Ф. и В. может содержать излучение большого числа неразличимых в отдельности дискретных источников, и измерение Ф. и В. даёт некоторые оценки их св-в.

Исторически первой проблемой, связанной с Ф. и В., была проблема яркости ночного неба в оптич. диапазоне. В связи с ней был сформулирован

простейший космологич. тест, вошедший в историю науки под названием «парадокс Ольберса» (1826 г.): в бесконечной однородной стационарной Вселенной на любом луче зрения мы должны видеть поверхность звезды, т. е. всё небо должно иметь яркость, сравнимую с яркостью диска Солнца. Очевидно, что такая модель Вселенной находится в противоречии с нашим повседневным опытом — яркость ночного неба в оптич. диапазоне весьма низка. Парадокс Ольберса разрешён в совр. эволюционных моделях Вселенной. Галактики родились ок. 10 млрд. лет назад, плотность числа звёзд во Вселенной столь мала, что на космологич. горизонте ($ct \sim 10^{28}$ см) доля неба, покрываемая звёздами, ничтожно мала. Кроме того, излучение звёзд на больших расстояниях из-за красного смещения сдвигается в ИК-диапазон и не даёт вклада в наблюдаемую яркость неба в оптич. диапазоне.

Точное знание яркости ночного неба (а точнее, оптич. Ф. и В., интенсивность к-рого как минимум ещё в сто раз меньше яркости ночного неба, главный вклад в к-рую дают свечение атмосферы, зодиакальный свет и свет звёзд Галактики) накладывает жёсткие ограничения на конкретные модели эволюции галактик, на продолжительность яркой фазы их эволюции на стадии «молодой галактики» и т. д.

Астрономов интересуют не только значение яркости неба в той или иной диапозоне длин волн эл.-магн. спектра, но и угловые флуктуации интенсивности фонового излучения. В изотропно расширяющейся Вселенной фоновое излучение должно быть изотропным: его интенсивность не должна зависеть от направления. Изотропия истинного фона облегчает его отделение от локальных источников диффузного излучения. В то же время, если осн. источником фона явл. излучение дискретных источников, то на очень малых угловых размерах, когда в поле зрения прибора попадает в среднем порядка одного источника, интенсивность фона должна сильно флуктуировать при переходе от одной площадки наблюдения на небе к другой. По этим флуктуациям можно судить о пространств. распределении источников, а также об их распределении по потоку.

Анализ природы Ф. и В. показывает, что в большинстве диапазонов спектра

его интенсивность определяется многочисл. далёкими дискретными источниками излучения. В ряде диапазонов Ф. и В. не связано с дискретными источниками. Его существование явл. или св-вом Вселенной как целого (т. н. реликтовое излучение), или следствием присутствия в межгалактическом прост-

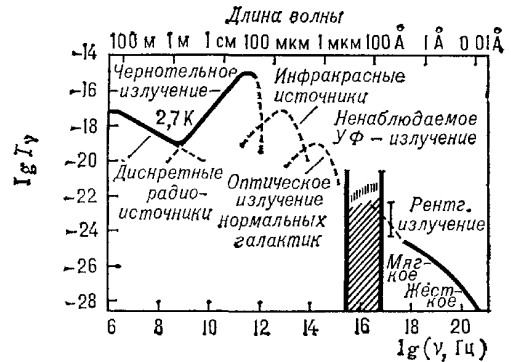


Рис. 1. Спектр электромагнитного фонового излучения Вселенной. Сплошная линия — результаты наблюдений, штриховая — теоретические оценки. I_v в $\text{эрг}(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Гц} \cdot \text{ср})^{-1}$.

ранстве излучающего вещества (горячий межгалактический газ, космические лучи).

На рис. 1 и в табл. приводятся данные об измерениях и оценках интенсивности Ф. и В.

Плотность энергии и числа фотонов фонового излучения в различных диапазонах

Диапазон	Плотность энергии излучения, $\text{эВ}/\text{см}^3$	Плотность числа фотонов, см^{-3}
Длинноволновое радиоизлучение . . .	$\sim 10^{-7}$	~ 1
Реликтовое радиоизлучение . . .	$\approx 0,25$	≈ 400
Инфракрасный	$\sim 10^{-2}$	~ 1
Оптический	$\approx 3 \cdot 10^{-3}$	$\sim 10^{-3}$
Мягкий рентгеновский ($\epsilon < 1$ кэВ)	$\sim 10^{-4} - 10^{-5}$	$\approx 3 \cdot (10^{-7} - 10^{-8})$
Жёсткий рентгеновский ($\epsilon > 1$ кэВ)	$\sim 10^{-4}$	$\approx 3 \cdot 10^{-9}$
Мягкое γ -излучение ($\epsilon \sim 1-6$ МэВ)	$\approx 3 \cdot 10^{-5}$	$\sim 10^{-11}$
Жёсткое γ -излучение ($\epsilon > 10$ МэВ)	$< 10^{-5}$	$< 10^{-12}$

Лишь в оптическом и радиодиапазонах наблюдения Ф. и В. можно производить с поверхности Земли. Исследования в УФ-, рентг. и γ -диапазонах спектра стали возможны только благодаря успехам *внеатмосферной астрономии*.

Выделение Ф. и В. на фоне излучения Галактики оказалось сложной задачей. На рис. 2 показано соотношение между диффузным излучением Галактики и Ф. и В.

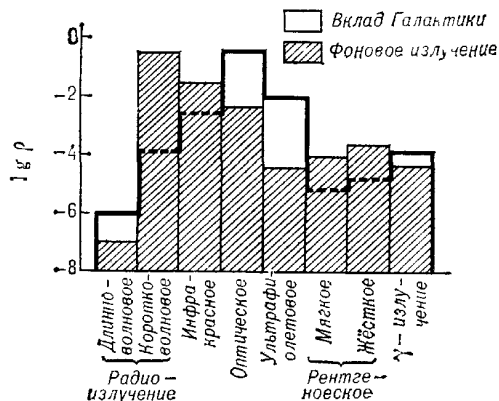


Рис. 2. Соотношение плотностей энергии фонового излучения Вселенной и диффузного излучения галактического происхождения. ρ в эВ/см³.

Радиодиапазон. Длинноволновое радиоизлучение ($\nu < 600$ МГц; $\lambda > 50$ см). Радиотелескопы принимают как Ф. и В., так и *синхротронное излучение* релятивистских электронов в *межзвёздной среде* Галактики, что затрудняет выделение Ф. и В. Синхротронное излучение Галактики крайне неравномерно распределено по небу. Интерес представляет область на небе с миним. *яркостной температурой*, равной 80 К на частоте 178 МГц. Ясно, что это верхний предел на яркостную темп-ру Ф. и В. на этой частоте. Выделить внегалактич. компонент можно лишь в том случае, если спектр излучения Галактики отличается от спектра Ф. и В. К сожалению, они достаточно близки. Тщательный анализ показывает, что яркостная темп-ра фона на частоте 178 МГц близка к 30 К, а *спектральный индекс* совпадает со ср. спектральным индексом излучения *радиогалактик* $\alpha \approx 0,75$. Это позволяет найти яркостную темп-ру и интенсивность Ф. и В. на любой длине волны в метровом диапазоне

$T_b \approx 30 (\lambda/1,7 \text{ м})^{2,75} \text{ К}$, $I_\nu = 3 \cdot 10^{-19} \times (\lambda/1,7 \text{ м})^{0,75} \text{ эрг} \cdot (\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Гц} \cdot \text{ср})^{-1}$. Совпадение спектр. индексов Ф. и В. и радиогалактик привело к предположению, что *длинноволновое* Ф. и В. представляет собой совокупное излучение далёких мощных дискретных источников радиоизлучения: радиогалактик и *квазаров*. Однако наблюдаемая в окрестности нашей Галактики пространств. плотность радиогалактик и их радиосветимость (см. *Светимость*) оказались недостаточными для объяснения интенсивности Ф. и В. В решении этого вопроса удалось продвинуться лишь после тщательных подсчётов слабых (и, следовательно, далёких) радиоисточников. Зависимость числа источников от потока оказалась существенно более крутой, чем ожидалось. Это говорит о том, что раньше, когда Вселенная была существенно моложе, мощных радиоисточников было намного больше, чем сейчас (точнее, было больше радиоисточников на данное число галактик). Имела место космологич. эволюция радиоисточников. Далёкие мощные радиогалактики и квазары наблюдаются сегодня как слабые радиоисточники. Оказалось, что именно эти многочисл. источники определяют Ф. и В. в области длинных радиоволн.

Микроволновое фоновое излучение ($6 \cdot 10^8 \text{ Гц} < \nu < 10^{12} \text{ Гц}$; $300 \text{ мкм} < \lambda < 50 \text{ см}$). Измерения в сантиметровой и миллиметровой областях длин волн, проводившиеся с 1965 г., привели к обнаружению изотропного излучения, имеющего спектр *абсолютно чёрного тела* и темп-ру $\approx 2,7 \text{ К}$. Это открытие, по-видимому, наиболее важное в космологии со времени установления *Хаббла закона*, оно подтвердило предложенную в 1948 г. амер. физиком Г. Гамовым *модель горячей Вселенной*. Это излучение даёт главный вклад в плотность энергии и концентрацию фотонов Ф. и В. (подробнее см. *Микроволновое фоновое излучение*).

Инфракрасный диапазон ($10^{12} \text{ Гц} < \nu < 3 \cdot 10^{14} \text{ Гц}$; $1 \text{ мкм} < \lambda < 300 \text{ мкм}$). Для этого спектр. интервала определены лишь верхние пределы интенсивности Ф. и В. Вообще, в ИК-диапазоне наблюдений очень мало, т. к. им сильно мешает поглощение и излучение молекул в верхней атмосфере (см. *Прозрачность земной атмосферы*). Наземные наблюдения в окнах прозрачности атмосферы возможны лишь при $\lambda < 25 \text{ мкм}$. Наб-

людение же небесных объектов в интервале $25 \text{ мкм} < \lambda < 300 \text{ мкм}$ осуществляется с ракет, баллонов и высотных самолётов. Со спутника «ИРАС» (США, Великобритания, Нидерланды) обнаружено ок. $2,5 \cdot 10^5$ ИК-источников. Готовится к запуску ряд др. ИК-обсерваторий на ИСЗ. Развитие техники наблюдений привело к обнаружению ИК-избытка в спектрах многих дискретных источников. Значит, число галактич. объектов, включая нек-рые типы звёзд, а также ряд планетарных и «инфракрасных» туманностей, оказались аномально яркими в ближнем ($\lambda < 25 \text{ мкм}$) ИК-диапазоне. В большинстве своём это холодные звёзды (конденсирующиеся прото-звёзды и звёзды-гиганты) с темп-рой $< 2000 \text{ K}$ или пылевые комплексы, переизлучающие УФ- и оптич. излучение расположенных в них горячих звёзд. Но светимость всех этих объектов не слишком велика, и суммарное излучение источников такого типа в др. галактиках не может определять главный вклад в Ф. и В. Наблюдения внегалактич. источников привели к неожиданным результатам: ядра многих активных галактик и квазары излучают в ИК-диапазоне больше энергии, чем во всех других. Расчёты показали, что излучение именно этих объектов должно определять яркость неба в ИК-лучах. Ряд совр. моделей образования галактик предсказывает яркую фазу на стадии активного звездообразования в «молодой галактике». Если эта фаза была на достаточно ранней стадии эволюции Вселенной (при красных смещениях $z \approx 5-10$), то излучение этих объектов также должно давать вклад в Ф. и В. в ИК-лучах.

Чувствительность совр. приборов недостаточна для непосредств. наблюдения инфракрасного Ф. и В. На рис. 1, 2 и в таблице приведены результаты теоретич. оценок суммарного излучения квазаров и ядер галактик, основанные на данных наблюдений ИК-излучения индивидуальных источников и данных об их плотности во Вселенной.

Оптический диапазон ($3 \cdot 10^{14} \text{ Гц} < \nu < < 10^{15} \text{ Гц}$; $3000 \text{ \AA} < \lambda < 1 \text{ мкм}$). Для выделения оптич. Ф. и В. из наблюдаемого диффузного излучения необходимо вычистить излучение относительно близких источников: эмиссию атмосферы, зодиакальный свет (свет Солнца, рассеянный на межпланетной пыли), ин-

тегральный свет звёзд Галактики. Эмиссия атмосферы становится несущественной при наблюдениях за пределами земной атмосферы. При наземных наблюдениях для её исключения вводят поправку, основанную на исследовании атмосферы под разными углами к зениту. Вклад зодиакального света можно в принципе учесть, запуская КА перпендикулярно плоскости эклиптики на расстояние $\sim 1 \text{ а. е.}$, т. е. в область, где практически нет межпланетной пыли. Другой более доступный в настоящее время путь состоит в использовании моделей свечения зодиакальной пыли, а также в наблюдениях оптич. спектров Ф. и В. во фраунгоферовых линиях, где слабо излучение Солнца и поэтому ослаблен зодиакальный свет. Проводятся интенсивные исследования св-в зодиакального света с ракет и спутников с целью выделения оптич. Ф. и В. Третий фактор можно оценить по ф-ции светимости и пространств. распределению звёзд в Галактике. Этот фактор вносит главную неопределённость при исследовании внегалактич. компонента оптич. свечения неба.

При наблюдениях с Земли не было найдено никаких следов изотропного оптич. компонента Ф. и В. Верхний предел оказался примерно в 100 раз меньше, чем полная наблюдаемая оптич. яркость неба. Зная спектр излучения отдельных галактик, их плотность в пространстве и расстояния до галактик, можно рассчитать их интегральное излучение. При этом оказывается, что главный вклад в оптич. Ф. и В. дают норм. галактики (точнее, излучение входящих в них звёзд).

Следует также учесть, что если межгалактич. пространство заполнено звёздами, скоплениями звёзд или карликовыми галактиками, то их практически невозможно обнаружить при совр. уровне техники наблюдений. В связи с этим вклад этих «светящихся» объектов в ср. плотность вещества во Вселенной неизвестен. Здесь оказываются полезными оценки верхнего предела интенсивности Ф. и В. в оптич. диапазоне. Если у этих невидимых объектов отношение масса — светимость такое же, как и для галактик в среднем, то, используя экспериментальные данные, можно показать, что масса светящихся тел во Вселенной мала для того, чтобы Вселенная была замкнутой (см. *Космология*).

Ультрафиолетовый диапазон. Эту область спектра условно можно разделить на две части: первая доступна для наблюдений со спутников и ракет, вторая — принципиально недоступна для прямых наблюдений из Солнечной системы.

а) Диапазон, доступный для наблюдений ($10^{15} \text{ Гц} < \nu < 3,3 \cdot 10^{15} \text{ Гц}$; $912 \text{ \AA} < \lambda < 3000 \text{ \AA}$). Яркость неба в УФ-области спектра определяется излучением горячих звезд нашей Галактики. Очевидно, что чем выше темп-ра T поверхности звезды, тем больше испускает она фотонов в УФ-диапазоне. Число же звезд, имеющих данную темп-ру, быстро падает с ростом T . Так же быстро с уменьшением длины волны падает и суммарное излучение звезд Галактики. Так, согласно измерениям на космич. станциях «Венера», интегральная светимость нашей Галактики (без учёта неизвестного вклада её ядра) в полосе $1225 - 1340 \text{ \AA}$ оценивается в $10^{40} - 10^{41} \text{ эрг/с}$, что составляет лишь $10^{-3} - 10^{-4}$ её оптич. светимости. Поэтому ожидалось, что выделить внегалактич. компонент в УФ-диапазоне будет легче, чем в оптическом, и что он будет нести информацию в основном о незвёздных источниках — ядрах галактик, квазарах, межгалактич. газе. Правда, в доступный для наблюдений УФ-диапазон попадает также мощное излучение, обусловленное переизлучением межпланетным водородом линии L_{α} солнечного происхождения. Однако это излучение можно исключить фильтрами. Несмотря на все попытки, выделить метагалактич. УФ-излучение пока не удалось. Экспериментально установлены лишь верхние пределы его интенсивности (по минимуму наблюдаемой яркости неба и с точностью до вклада космич. лучей в отсчёты приборов).

По аналогии с нашей Галактикой естественно было бы предположить, что все норм. галактики мало излучают в УФ-лучах и что интенсивность этого компонента Ф. и. В. мала. Однако неожиданно большой поток УФ-излучения был обнаружен из области ядра галактики МЗ1 (Туманность Андромеды) и от ряда др. галактик. Важными источниками Ф.и.В. в УФ-диапазоне спектра, согласно наблюдениям со специализиров. спутников, должны являться квазары.

Изучение ультрафиолетового Ф. и. В. важно для определения количества и св-в горячего межгалактического газа,

к-рый, возможно, определяет плотность вещества во Вселенной. В частности, в полосу $1225 \text{ \AA} < \lambda < 1340 \text{ \AA}$, выделенную существующими фильтрами, попадает сдвинутая красным космологич. смещением линия излучения L_{α} самого распространённого во Вселенной элемента — водорода, если он находится на расстоянии, не превышающем 600 кпк. Отсутствие в спектрах далёких квазаров ($z \approx 2$) полосы поглощения, соответствующей L_{α} , говорит о ничтожной плотности нейтрального межгалактич. водорода, т. е. о высокой степени ионизации межгалактич. газа $n_{\text{H}}/n_{\text{p}} \lesssim 3 \cdot 10^{-8}$, где n_{H} и n_{p} — число атомов водорода и протонов в 1 см^3 межгалактич. пространства.

б) Диапазон, недоступный для прямых наблюдений ($3,3 \cdot 10^{15} \text{ Гц} < \nu < 3 \cdot 10^{16} \text{ Гц}$; $100 \text{ \AA} < \lambda < 912 \text{ \AA}$). Эта область спектра принципиально недоступна для прямых наблюдений из пределов Солнечной системы из-за поглощения фотонов УФ-излучения нейтральным межзвёздным водородом. Существует лишь косвенный метод оценки интенсивности ионизирующего Ф. и. В. Фоновое УФ-излучение должно создавать зоны ионизации водорода вокруг галактик, подобные зонам *III*, существующим вокруг горячих звезд. Очевидно, если бы уровень фона был очень высок, то фотоны УФ-диапазона могли бы ионизовать весь межзвёздный газ. В действительности радионаблюдения в линии водорода $\lambda = 21 \text{ см}$ привели к обнаружению нейтрального газа далеко за оптич. границами галактик. Плотность водорода там крайне мала, и тот факт, что он не ионизован, говорит о малой интенсивности ультрафиолетового Ф. и. В., его верхний предел в 100 раз ниже, чем в соседнем наблюдаемом диапазоне. Водород на периферии галактик оказался в 100 раз более чувствительным детектором, чем счётчики на спутниках и ракетах. Полученный предел не так уж низок: он соответствует 10 000 ионизирующих фотонов, падающих на 1 см^2 поверхности галактик в 1 с.

Рентгеновский диапазон ($3 \cdot 10^{16} \text{ Гц} < \nu < 10^{20} \text{ Гц}$; $0,01 \text{ \AA} < \lambda < 100 \text{ \AA}$; $100 \text{ эВ} < \varepsilon < 0,5 \text{ МэВ}$). Наблюдения с ракет, спутников и баллонов показали, что излучение в классич. рентг. области ($\lambda \sim 1-10 \text{ \AA}$) в высокой степени изотропно, т. е. имеет внегалактич. при-

роду. Лишь в области мягких рентг. лучей (для фотонов с энергией $\varepsilon < 250$ эВ) обнаруживается сильная зависимость интенсивности диффузного излучения от галактич. координат. Спектр рентг. Ф. и. В. оказался степенным. Исследования практически всего неба при помощи приборов на спутниках позволили оценить амплитуду ($< 3\%$) мелкомасштабных угловых флуктуаций рентг. Ф. и. В. для угловых масштабов $\approx 20^\circ$. Эти наблюдения важны для космологии: в принципе наблюдения дипольной анизотропии рентг. фона позволяют уточнить скорость движения Солнечной системы относительно системы координат, в к-рой изотропно фоновое излучение, создаваемое далёкими источниками. Наблюдения изотропии рентг. фона могут дать ценную информацию об однородности и изотропии Вселенной.

Главные источники рентг. Ф. и. В. до сих пор точно неизвестны. По-видимому, это ядра галактик, горячий межгалактич. газ в скоплениях галактик и квазары (обычные галактики дают не более 1% наблюдаемого рентг. фона). При глубоких обзорах ряда площадок неба с Эйнштейновской рентг. обсерватории (со спутника XEAO-B, США, 1978) на каждом квадратном градусе было обнаружено до десяти рентг. источников. Их детальный анализ в оптич. диапазоне показал, что 20—30% из них это квазары, 20—30% — далёкие галактики, 20—30% — звёзды нашей Галактики. Однако излучение этих объектов может обеспечить не более 50% интенсивности Ф. и. В. в рентг. диапазоне. Часть слабых рентг. источников не удаётся отождествить ни с оптич., ни с радиообъектами. В ближайшее десятилетие планируются запуски рентг. спутников, к-рые должны будут снять карту всего неба в диапазоне от 0,5 до 1,5 кэВ и нанести на неё неск. сотен тыс. рентг. источников.

Происхождение рентг. Ф. и. В. может быть связано с рассеянием низкочастотных фотонов на релятивистских электронах космич. лучей (обратный эффект Комптона, см. *Комptonовское рассеяние*). При таком рассеянии энергия фотонов увеличивается во много раз и они попадают в рентг. диапазон. В ядрах галактик, по-видимому, эффективна *комptonизация*, приводящая к формированию жёсткого рентг. излучения в горячей нерелятивистской макс-

велловской плазме. Др. важнейшим механизмом излучения рентгеновских фотонов явл. *тормозное излучение* горячего газа.

Гамма-диапазон ($\nu > 10^{20}$ Гц; $\varepsilon > 0,5$ МэВ). Как и рентг. излучение, γ -излучение может возникать при обратном эффекте Комптона и как тормозное излучение релятивистских электронов при их взаимодействии с газом. Помимо этого γ -фотоны могут рождаться и в др. процессах. К ним относятся прежде всего столкновения протонов космич. лучей с ядрами атомов межзвёздной среды, приводящие к рождению π^0 -мезонов; *аннигиляция* протонов и антипротонов, сопровождающаяся рождением и последующим распадом π^0 -мезонов на два γ -фотона. Кроме того, возбуждение нетепловыми частицами и последующее излучение ядер, аннигиляция электронов и позитронов. Т. к. сечения и вероятности всех этих процессов достаточно хорошо известны, теоретики заранее рассчитали ожидаемые потоки от дискретных источников γ -излучения, поток γ -излучения от плоскости нашей Галактики и оценили интенсивность фона γ -излучения.

Вселенная прозрачна для жёсткого γ -излучения вплоть до значений красного смещения $z \sim 100$. Поэтому по наблюдаемой интенсивности Ф. и. В. можно сделать важный вывод о количестве антивещества во Вселенной: маловероятно, чтобы антивещества во Вселенной было бы столько же, сколько вещества (см. *Барionная асимметрия Вселенной*). Действительно, за время, соответствующее изменению z от 0 до 100 (за это время реликтовое излучение охлаждается примерно в 100 раз — от 300 К до 2,7 К), проаннигилировало не более одной миллионной доли вещества Вселенной. Иначе интенсивность фонового γ -излучения намного превысила бы наблюдаемую. Можно ожидать, что высокая проникающая способность γ -излучения сделает γ -астрономию мощным орудием исследования эволюции Вселенной.

Лит.: Лонгейр М. С., Сюняев Р. А., *Электромагнитное излучение во Вселенной*, «УФН», 1971, т. 105, в. 1, с. 41.
Р. А. Сюняев.

ФОТОМЕТРИЯ — см. *Астрофотометрия*.

ФОТОН — элементарная частица, квант эл.-магн. излучения. Масса покоя $F. m_\gamma = 0$, и его скорость равна скорости света c . (Самое жёсткое наблюдательное

ограничение сверху на m_γ вытекает из наличия крупномасштабного магн. поля диска Галактики: $m_\gamma < 10^{-60}$ г.) Спин Φ . равен 1 (в ед. $\hbar$), и поэтому Φ . относится к бозонам — частицам с целочисленным спином. Вследствие нулевой массы покоя Φ . может находиться только в двух спиновых состояниях: со спином параллельным и антипараллельным направлению его движения (спиральность ± 1). Φ . участвует в эл.-магн. и гравитац. взаимодействиях. Он явл. переносчиком эл.-магн. взаимодействия заряженных частиц. Рассматривают также и виртуальные Φ . (см. *Элементарные частицы*), обмен к-рыми, в отличие от реальных Φ ., может осуществлять кулоновское и статич. магн. взаимодействия.

Представление о поле эл.-магн. излучения как о совокупности эл.-магн. квантов было введено в 1905 г. А. Эйнштейном. Каждой частоте ω эл.-магн. излучения отвечают определ. энергия Φ . $\epsilon = \hbar\omega$ и абс. величина импульса Φ . $p = \hbar\omega/c$. О процессах взаимодействия Φ . с веществом см. *Взаимодействие излучения с веществом*. М. Ю. Хлопов.

ФОТОСФЕРА — слой атмосферы звезды, в к-ром формируется доходящий до нас непрерывный спектр оптич. излучения звёзд. *Оптическая толща* этого слоя порядка неск. единиц, вследствие чего Φ . поглощает и переизлучает энергию, идущую из глубины звезды. Спектр. распределение излучаемой энергии (в случае если коэфф. поглощения слабо зависит от длины волны) прибр. соответствует *Планка закону излучения с эффективной температурой T_ϕ* . В верхних слоях Φ . формируются также *спектральные линии поглощения атомов и ионов (фраунгоферовы линии)*.

Интенсивность и спектр. распределение излучения Φ . несут информацию о физ. условиях и хим. составе поверхности звезды. Физ. условия в Φ . стационарной звезды могут быть рассчитаны путём решения ур-ния гидростатич. равновесия совместно с ур-нием переноса излучения и ур-нием состояния. В необходимых случаях учитывается также перенос энергии *конвекцией*. Параметрами, определяющими модель, явл. сила тяжести на поверхности звезды и полный поток выходящего излучения, проинтегрированный по всем частотам ($F_{\text{изл}} = \sigma T_\phi^4$, где σ — постоянная Стефана — Больцмана), т. е.

в конечном счёте модель Φ . зависит от строения звезды в целом. Результатом решения этих ур-ний явл. т. н. модели атмосфер, к-рые определяют рост темп-ры и газового давления с глубиной. Типичная протяжённость Φ . по глубине составляет: для Солнца $h \approx 300$ км, для звёзд *спектрального класса A0V* $h \approx 1000$ км, для гиганта класса G $h \approx 10^4$ — 10^5 км, т. е., как правило, h много меньше радиуса звезды. Этим, в частности, определяется резкий наблюдаемый край диска Солнца. Темп-ра в Φ . растёт с глубиной (напр., в звезде A0 прибр. от 9000 до 12 000 К при незначит. изменении плотности вещества, составляющей $\sim 10^{-9}$ г/см³). Увеличение темп-ры с глубиной приводит к наблюдаемому потемнению от центра солнечного или звёздного диска к его краю, т. к. при одинаковом оптич. пути в фотосфере луч, выходящий из центра видимого диска, приходит с большей геометрич. глубины, чем луч от края диска, идущий почти по касательной к поверхности (см. *Потемнение к краю*).

Модели атмосфер используются при анализе хим. состава звёзд, т. к. позволяют рассчитывать состояние ионизации и возбуждения атомов и тем самым интенсивность спектр. линий. Задача нахождения хим. состава и расчёт модели решаются самосогласованно, т. к. хим. состав определяет коэффициенты поглощения, входящие в ур-ния переноса излучения, и т. о. влияет на модель Φ . Конвективный перенос энергии начинается играть заметную роль для звёзд спектр. классов F5 и более поздних. Конвективные ячейки проникают в Φ . и создают горизонтальные неоднородности темп-ры и яркости. Такие неоднородности наблюдаются в Φ . Солнца в виде солнечной *грануляции*. Неоднородность Φ . может вызываться также присутствием сильного магн. поля. В одних случаях оно затрудняет конвективный перенос энергии из глубины и приводит к образованию в Φ . тёмных пятен (см. *Солнечные пятна*), в других — вызывает дополнит. нагрев Φ . и образование ярких солнечных факелов.

В. Л. Хохлова.

ФОТОЭФФЕКТ — освобождение электронов вещества при поглощении веществом эл.-магн. излучения (фотонов). Различают *внешний Φ .*, при к-ром освободившиеся электроны вылетают за пределы облучаемого вещества (фототок)

электронная эмиссия), и внутренний Φ ., при к-ром электроны остаются в веществе, но становятся свободными носителями заряда (ϕ от проводимости и др. фотоэлектрич. явления).

Внешний Φ . был объяснён А. Эйнштейном (1905 г.) на основе представлений о квантовой природе света. Свободный электрон не может поглотить фотон, Φ . возможен лишь при наличии связи электрона с атомом, молекулой или конденсированной (твёрдой или жидкой) средой. Эта связь характеризуется в атоме энергией *ионизации*, в конденсиров. среде, напр. в кристалле, работой выхода.

При поглощении отдельного фотона его энергия расходуется на работу выхода электрона из вещества и на сообщение ему нек-рой кинетич. энергии. Поэтому существует наименьшая (пороговая) частота эл.-магн. излучения ν_n , способного вызвать Φ ., при к-рой энергия фотона $\epsilon \Rightarrow h\nu_n$ достаточна только для совершения работы выхода электрона.

Каждый поглощённый фотон монохроматич. излучения сообщает выбиваемому электрону приibl. одинаковую энергию. Поэтому от интенсивности потока фотонов зависит не скорость выбитых электронов, а их число. Количеств. характеристикой фотоэлектронной эмиссии явл. *квантовый выход* Y — число вылетевших электронов (фотоэлектронов), приходящихся на 1 фотон излучения, падающего на поверхность тела (вблизи порога Φ . для большинства металлов $Y \approx 10^{-4}$ электронов на 1 фотон). Макс. начальная скорость $\nu_{n, \text{макс}}$ фотоэлектронов не зависит от интенсивности света, она определяется частотой света. Если между облучаемым веществом и к.-л. проводником (анодом) создать электрич. поле, ускоряющее фотоэлектроны, то возникает упорядоченное движение этих электронов — фотоэлектрич. ток (ϕ о т о к).

Ускоряемые электрич. полем электроны приобретают дополнит. энергию. Такие электроны могут ионизировать газ или выбивать вторичные электроны из вещества, усиливая тем самым фототок. Эти принципы усиления фототока лежат в основе работы фотоумножителей, электронно-оптич. преобразователей и др. фотоэлектрич. приёмников излучения, применяемых в астрономии для регистрации слабых световых потоков.

Спектр. чувствительность приборов, в к-рых используется внеш. Φ ., зависит прежде всего от характеристик фотокатода — нанесённого на спец. подложку слоя металла или полупроводника, из к-рого излучение выбивает электроны.

При внутреннем Φ ., характерном для полупроводников, поглощение фотонов приводит к перераспределению электронов по энергетич. состояниям: электроны заполненной (валентной) энергетич. зоны переходят в зону проводимости и становятся носителями тока. В результате либо уменьшается электрич. сопротивление вещества (на этом принципе работает фотосопротивление), либо на границе полупроводника с др. полупроводником или проводником возникает электродвижущая сила. На явлении внутр. Φ . основано действие полупроводниковых фильтров, используемых в ИК-астрономии. Эти фильтры пропускают излучение с частотой $\nu < \nu_n$, энергия фотонов которого недостаточна для того, чтобы вызвать Φ .

Лит.: Ландсберг Г. С., Оптика, 5 изд., М., 1976 (Общий курс физики); Фотопроводимость. Сб. ст., пер. с англ., М., 1967; Фотоэлектронные приборы, М., 1965; Васильев А. М., Ландсман А. П., Полупроводниковые фотопреобразователи, М., 1971. А. В. Засов.

ФРАУНГЕФЕРОВЫ ЛИНИИ — спектральные линии поглощения (а также комплексы линий — полосы) в спектрах Солнца, звёзд и др. космич. объектов. Названы в честь нем. физика и астронома Й. Фраунгера, детально исследовавшего эти линии в спектре Солнца (1814 г.). Φ . л. — важный источник информации о хим. составе атмосфер Солнца и звёзд, а также о физ. условиях в них (см. *Атмосферы звёзд*, *Кривая роста*).

ФУОРЫ — редкий тип нестационарных звёзд, находящихся на ранней стадии звёздной эволюции, назван по звезде FU Ориона (FU Ori). Блеск этой звезды в течение полугода (в 1936—1937 гг.) возрос от 16 до 10^m и в последующие 40 лет ослабел всего лишь на $1,5^m$. Сейчас по распределению энергии в оптич. диапазоне FU Ori близка к звезде спектрального класса F — G повышенной светимости, но состояние её до вспышки осталось неизвестным. В 1969—70 гг. была зарегистрирована сходная вспышка звезды V 1057 Cyg, но на этот раз было установлено, что до вспышки она была *переменной звездой* типа Т Тельца.

К Ф. относят 4 или 5 объектов, к-рых объединяет медленный — от года до 30 лет — подъем блеска на $4-6^m$, спектр класса А — F высокой светимости в максимуме и F — G после максимума, чрезвычайно медленное ослабление блеска после максимума, сильное ИК-излучение, значит. обилие лития в атмосфере и явная связь с компактными отражательными туманностями. В наиболее изученном Ф. — звезде V 1057 Cyg — после максимума светимости наблюдалась сложная структура линий водорода и кальция, свидетельствовавшая о сбросе неоднородной оболочки; затухание этого Ф. происходит в неск. раз быстрее, чем FU Ori; спектр V 1057 Cyg не удаётся однозначным образом отождествить со спектром к.-л.

постоянной звезды. У V 1057 Cyg одновременно с ослаблением видимого блеска происходит затухание ИК- и ма-зерного излучений.

Физ. смысл вспышек Ф. ещё не выяснен, не ясно также, происходит ли такая вспышка один раз в течение всей эволюции звезды или это повторяющееся явление. По-видимому, вспышки Ф. связаны со структурной перестройкой звёзд на одном из ранних этапов развития, напр. с явлениями, обусловленными ротац. неустойчивостью или диссипацией сильных реликтовых магн. полей, хотя существуют доводы и в пользу определяющей роли рассеяния околозвёздной плотной пылевой оболочки под действием сильного звёздного ветра (см. *Звездообразование*). Р. Е. Гершберг.



ХАББЛА ЗАКОН — зависимость между скоростью удаления v внегалактич. источников, вызванного расширением Вселенной, и расстоянием до них R :

$$v = HR, \quad (1)$$

где т. н. постоянная Хаббла имеет значение 50—100 (км/с)/Мпк. Эта простая зависимость была установлена амер. астрономом Э. Хабблом (1929 г.) по данным наблюдений. Она указывает на расширение Вселенной (см. *Космология*). Согласно теории расширяющейся Вселенной, все внегалактич. объекты (не связанные силами тяготения в нерасширяющуюся систему, как, напр., галактики в одном скоплении) удаляются друг от друга по Х. з.

Выражение (1) справедливо для любого момента времени, но значение H зависит от времени t . Т. к. силы тяготения замедляют расширение Вселенной, то в прошлом H была больше.

Значение H характеризует скорость расширения Вселенной в совр. эпоху и по порядку величины определяет время $T \approx 1/H$, протекшее с начала расширения до сегодняшнего момента. Для многих далёких внегалактич. объектов Х. з. служит единственным достаточно надёжным способом оценки расстояний. Действительно, если изменить скорость удаления объекта по красному смещению линий в его спектре, то по ф-ле (1) можно вычислить расстояние до него [в «Физике космоса», как правило, используется значение $H = 75$ (км/с)/Мпк].

Определение значения H из наблюдений явл. чрезвычайно трудной задачей. Для этого необходимо к.-л. др. методом измерить расстояние R хотя бы до ближайших к нам скоплений галактик, участвующих в общем космологич. расширении. Скорости удаления v по красному смещению определяются сравнительно легко, в результате из данных о v и R находят H . Методы, описанные в ст. *Расстояния до космических объектов*, позволяют определить расстояния до ближайших скоплений галактик

(до 15—20 Мпк). Определение столь больших расстояний связано с неизбежными ошибками. К этому надо добавить, что галактики и скопления галактик обладают еще собственными движениями, накладывающимися на общее расширение Вселенной. Поэтому экспериментально определённое значение H может считаться известным с точностью $\approx 50\%$. Если принять $H = 75$ км/(с·Мпк), то расширение Вселенной началось приблизительно $T \approx 1/H = 13$ млрд. лет назад (др. оценки дают значение 10—20 млрд. лет).

Для очень больших расстояний необходимо учитывать эффекты общей теории относительности и ф-ла (1) теряет свой простой смысл, поскольку меняются понятия скорости и расстояния. В этом случае ф-лу (1) лучше записать в виде

$$H = \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dt}, \quad (2)$$

где R — масштаб, определяемый, напр., расстоянием между любыми двумя скоплениями галактик в фиксиров. момент в расширяющейся Вселенной. Ф-ла (2) показывает, что относит. изменение масштабов в расширяющейся Вселенной не зависит от масштаба, т. е. является постоянной величиной (постоянная Хаббла).

Лит. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., *Строение и эволюция Вселенной*, М., 1975. И. Д. Новиков.

ХРОМОСФЕРНАЯ ВСПЫШКА — см. *Вспышки на Солнце*.

ЦВЕТ ЗВЕЗДЫ — визуальная характеристика излучения звезды в оптич. диапазоне, зависящая от *эффективной температуры* $T_{\text{э}}$ её поверхности. С ростом $T_{\text{э}}$ Ц. з. меняется (подобно цвету раскалённого тела) от красного к голубому. Данные о Ц. з. *главной последовательности* приведены в таблице.

По физиологич. причинам человеческий глаз различает цвета только ярких звёзд, слабые звёзды выглядят белыми. Количеств. мерой Ц. з. явл. *показатель цвета*.

Спектральный класс	Цвет	T_e , К (приблизительно)
O	голубой	40000—28000
B	голубовато-белый	28000—10000
A	белый	10000—7000
F	желтовато-белый	7000—6000
G	желтый	6000—5000
K	оранжевый	5000—3500
M	красный	3500—2400

ЦВЕТОВАЯ ТЕМПЕРАТУРА (T_e) — параметр, характеризующий зависимость интенсивности I_λ непрерывного излучения от длины волны λ (в оптич. диапазоне). Определение Ц. т. основано на сравнении характерного для данного источника спектр. распределения интенсивности I_λ со спектром абсолютно чёрного тела. Ц. т. принимают равной темп-ре абсолютно чёрного тела, имеющего в рассматриваемом интервале длин волн $\Delta\lambda$ тот же наклон кривой $\lg I_\lambda$ как функции λ , что и данный источник.

В астрофизике понятие цветовой температуры используется при изучении *атмосфер звёзд*.

В общем случае Ц. т. не совпадает с *эффективной температурой* звезды и различна для разных участков спектра. Причиной этого явл. различие коэфф. поглощения атмосферы звезды в разных интервалах длин волн $\Delta\lambda$, в связи с чем мы наблюдаем излучение атмосферных слоёв, расположенных на разной глубине и имеющих соответственно разную темп-ру. Чем больше непрозрачность атмосферы, тем из более тонкого слоя приходит к нам излучение, а следовательно, тем меньше различие Ц. т. для разных участков спектра. В этом случае Ц. т. близка к эффективной температуре, а излучение звезды приближается к излучению абсолютно чёрного тела.

Ц. т. находят, сравнивая интенсивность излучения исследуемого источника с интенсивностью стандартного источника, темп-ра к-рого известна. Определение Ц. т. горячих звёзд затруднено тем, что в области высоких темп-р ($kT \gg hv$) наклон кривой $\lg I_\lambda$ слабо зависит от темп-ры. Для звёзд всех спектральных классов существенную роль играет *межзвёздное поглощение*, к-рое изменяет наклон кривой $\lg I_\lambda$, т. е. цветовую температуру.

К. В. Бычков.

Ц В Е Т — С В Е Т И М О С Т Ь **ЗАВИСИМОСТЬ** — один из вариантов *Герцшпрунга — Расселла диаграммы*. При графич. изображении зависимости по оси абсцисс откладывают *показатели цвета* звёзд, а по оси ординат — *видимые* или абс. *звёздные величины*. Показатели цвета (чаще всего используется показатель $B - V$) более объективно, чем *спектральные классы* звёзд, характеризуют распределение энергии в спектрах звёзд. Ц. — с. з. играет важную роль при исследовании групп удалённых или абсолютно слабых звёзд, спектр. классификация к-рых при совр. состоянии астрономич. техники сопряжена со значит. трудностями или даже невозможна.

ЦЕНТР ГАЛАКТИКИ — см. *Галактический центр*.

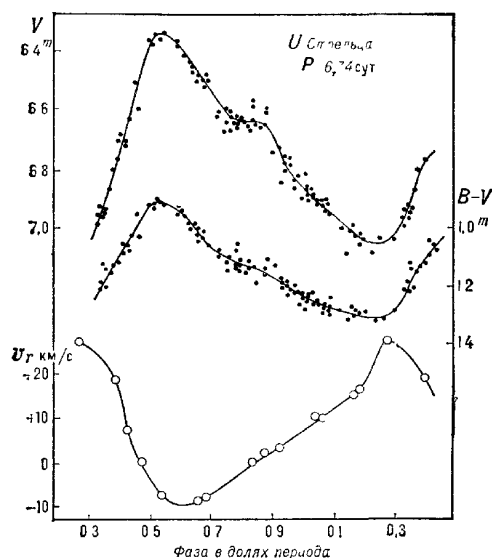
ЦЕФЕИДЫ — переменные звёзды-сверхгиганты спектр. классов F и G, изменяющие блеск с амплитудой от 0,5 до $2,0^m$ и с периодом от 1 до 50 сут (в др. галактиках — до 218 сут). Одновременно с изменениями блеска изменяются *эффективная температура* звезды (в максимуме блеска Ц. имеет макс. темп-ру), *показатель цвета*, а также *лучевая скорость* (в максимуме блеска поверхностные слои звезды удаляются от нас с наибольшей скоростью — звезда сжимается, рис.). Эти явления объясняются пульсацией наружных слоёв звезды, приводящей к периодич. изменению её радиуса, темп-ры, а следовательно и блеска. Теория пульсаций Ц., в разработку к-рой большой вклад внесли англ. астроном А. Эддингтон и сов. астроном С. А. Жевакин, хорошо объясняет наблюдаемые изменения характеристик этих звёзд (см. *Пульсации звёзд*).

Ц. получили своё название от переменной звезды δ Цефея, одной из первых двух звёзд (другой была η Орла), переменность к-рых была открыта англ. астрономами-любителями Дж. Гудрайком и Э. Пиготтом в 1783—84 гг. Часто их наз. также *долгопериодическими Ц.*, чтобы отличить от звёзд типа RR Лиры, т. н. *короткопериодических Ц.*

Обычно Ц. делят на две большие группы — классич. Ц. (принадлежащие к плоской составляющей Галактики) и звёзды типа W Девы (Ц. сферич. составляющей). Характеристики изменения блеска похожи у обеих групп, однако классич. Ц. обычно встречаются в мо-

лодых рассеянных звёздных скоплениях, т. е. это — молодые звёзды, а Ц. сферич. составляющей встречаются в старых шаровых звёздных скоплениях, и светимость их примерно в 4 раза меньше, чем у классич. Ц.

Ц. представляют особый интерес прежде всего благодаря существованию у них зависимости период — светимость, к-рая делает эти звёзды наилучшими «вехами» при определении внегалактич.



Кривые блеска в жёлтых лучах (V), показатели цвета ($B - V$) и лучевой скорости (v_r) классической цефеиды U Стрельца. По оси абсцисс отложена фаза, выраженная в долях периода и отсчитываемая от момента максимума блеска. Период P равен 6,74 сут.

расстояний (см. Период—светимость зависимость). Существование этой зависимости обнаружила Г. Ливитт (США) в 1908 г. при изучении переменных звёзд в близких карликовых галактиках — *Магеллановых Облаках*; в 1913 г. дат. астроном Э. Герцшпрунг установил, что эти звёзды тождественны Ц. из окрестностей Солнца, и впервые определил нуль-пункт зависимости период — светимость (т. е. светимость Ц. при определённом периоде). По установленному периоду находят светимость звезды, а затем и расстояние до неё, если измерен поток излучения от звезды. Вид зависимости период — светимость затем уточнил Х. Шепли (США), к-рый с её помощью впервые установил гигантские размеры нашей Галактики и обнаружил также, что

Солнце расположено на её краю (1916 г.). В 1925—26 гг., применив к Ц., обнаруженным в Туманности Андромеды, эту зависимость, Э. Хаббл (США) смог определить её расстояние и установить, что она, подобно многим др. туманностям, расположена далеко за границами Млечного Пути и явл. самостоят. галактикой, подобной нашей.

Из-за удалённости Ц. от Солнца определение светимости Ц. представляет очень трудную задачу, от успешного решения к-рой зависит вся шкала расстояний во Вселенной (см. *Расстояния до космических объектов*). Проблема приобрела особую остроту после 1952 г., когда У. Бааде (США) после изучения Туманности Андромеды на 5-метровом телескопе пришёл к выводу, что классич. Ц. на 1,5^m ярче, чем это принималось после работ Шепли. Это означало удвоение расстояний до галактик. В 1956 г. началось изучение Ц. в рассеянных скоплениях (таких звёзд известно в Галактике ок. двух десятков), расстояния до к-рых и светимости входящих в них звёзд можно определить достаточно точно. Подтвердилась, в общем, точка зрения Бааде, хотя не исключено, что он на 0,5^m преувеличил светимость Ц. Решение проблемы зависит теперь от определения шкалы расстояний рассеянных скоплений.

Изучение Ц. в рассеянных скоплениях позволило сделать вывод, что они представляют собой проэволюционировавшие массивные звёзды (спектр. класса В) главной последовательности. По мере увеличения возраста скопления все менее массивные звёзды покидают главную последовательность и становятся Ц. со всё меньшим периодом. Поэтому у Ц. должна существовать и зависимость период — возраст, причём Ц. с периодом $P = 50$ сут имеют возраст ок. 10^7 лет, а с $P = 1$ сут — ок. 10^8 лет. Такого рода зависимость, предсказанная теорией, была действительно обнаружена; стало понятно и сходство движений и распределения в пространстве Ц. и звёзд класса В. Расчёты эволюции массивных звёзд показывают, что после ухода с главной последовательности звёзды описывают на диаграмме цвет — светимость широкие петли; всякий раз при достижении звездой определённой темп-ры в ней включается механизм пульсац. нестабильности и звезда становится Ц. (см. *Эволюция звёзд*). Вытекающие из этой теории характеристики Ц.

(зависимости период — светимость, период — возраст, распределение по периоду, времени жизни в разных стадиях и т. д.) находятся в хорошем согласии с наблюдениями.

Ц. шаровых скоплений (типа W Девы) соответствуют, по-видимому, поздним стадиям развития звёзд с массой ок. $1,5M_{\odot}$, тогда как массы классич. Ц., как следует из теории, заключены в пределах $3 - 12M_{\odot}$ и должны расти с периодом. К сожалению, прямые определения масс отсутствуют, т. к. необходимые для этого данные об углах наклона орбит неск. двойных систем, содержащих Ц., неизвестны.

Лит.: Мартынов Д. Я., Курс общей астрофизики, 3 изд., М., 1979; Каплан С. А., Физика звезд, 3 изд., М., 1977; Пульсирующие звёзды, М., 1970; Ефремов Ю. Н., В глубины Вселенной, 2 изд., М., 1977. Ю. Н. Ефремов.

ЦИКЛОТРОННАЯ ЧАСТОТА (гирочастота, гиромангнитная частота) — частота вращения нерелятивистской заряженной частицы вокруг силовых линий магн. поля B под действием Лоренца силы. Ц. ч. равна (в ед. СГС) $\nu_B = |q|B/(2\pi mc)$, где q и m — заряд и масса частицы; употребляется также круговая Ц. ч. $\omega_B = 2\pi\nu_B$. Для релятивистской частицы частота вращения меньше:

$$\nu_B^{(рел)} = \nu_B (mc^2/\mathcal{E}) = \nu_B \sqrt{1 - (v/c)^2},$$

где v и $\mathcal{E}$ — скорость и энергия частицы. В квантовой теории Ц. ч. определяется уровни энергии заряженной частицы в магн. поле (уровни Ландау):

$$\mathcal{E} = \sqrt{m^2c^4 + c^2p_z^2 + 2nmc^2\hbar\nu_B},$$

где p_z — проекция импульса частицы на направление B , $n = 0, 1, 2, \dots$ — номер уровня Ландау. В нерелятивистском пределе $\mathcal{E} = mc^2 + p_z^2/2m + \hbar\nu_B$. Вращаясь в магн. поле, частица испускает магнитотормозное излучение на гармониках Ц. ч., т. е. на частотах $\nu = s\nu_B^{(рел)}$ ($s = 1, 2, \dots$ — номер гармоники). Нерелятивистская частица излучает в основном на частоте ν_B (циклотронное излучение; в квантовой теории — это переход между соседними уровнями Ландау). Г. Г. Павлов. **ЦИКЛОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ.** Заряды, движущиеся во внешнем магн. поле B , описывают спиральные траектории, как бы навиваясь на магн. сило-

вые линии. Угловая скорость их вращения вокруг этих линий, называемая циклотронной частотой, равна

$$\omega_B = qB/mc, \quad (1)$$

где q — заряд частицы и m — её масса. Благодаря появляющемуся при этом ускорению, заряды излучают эл.-магн. волны как на частоте ω_B , так и на более высоких гармониках, т. е. на частотах $s \cdot \omega_B$, где $s = 2, 3, 4, \dots$. Подобное излучение наз. циклотронным, если скорость зарядов много меньше скорости света. Полная мощность излучения на осн. частоте ω_B

$$p = \frac{2q^4 B^2 v_{\perp}^2}{3m^2 c^3} = \frac{2}{3} \cdot \frac{q^2}{c^3} \omega_B^2 v_{\perp}^2, \quad (2)$$

где $v_{\perp}$ — компонент скорости частицы, перпендикулярный магн. полю. Мощность излучения на гармонике, имеющей номер s , меньше на множитель $(v_{\perp}/c)^{2(s-1)}$, т. е. с увеличением номера гармоники интенсивность излучения очень быстро падает. В то же время растёт его направленность, излучение сосредоточено в плоскости орбиты частицы.

В космич. условиях магн. поля обычно не настолько сильны, чтобы частота ω_B была бы велика. Напр., для электронов $\omega_B = 1,76 \cdot 10^7 \cdot B$ Гц (где B — в Гс). Чаще всего частота ω_B и её первые гармоники оказываются меньше плазменной частоты и Ц. и. не может распространяться в плазме.

В нек-рых случаях, напр. в корональной плазме над солнечными пятнами, Ц. и. может быть существенным. В частности, этим механизмом объясняют особенности медленно меняющегося компонента радиоизлучения Солнца. Возможно, что в радиоизлучении магнитосфер планет Ц. и. также играет заметную роль. Сильные магн. поля обнаружены на поверхности компактных звёзд: белых карликов ($B \sim 10^5 - 10^8$ Гс) и нейтронных звёзд ($B \sim 10^9 - 10^{13}$ Гс). При аккреции плазмы на эти объекты Ц. и. становится важнейшим механизмом излучения не только на основной, но и на высоких гармониках ω_B . Ц. и. у этих объектов попадает в ИК-, оптич., УФ- и рентг. диапазоны.

Лит.: Каплан С. А., Элементарная радиоастрономия, М., 1966; Байер В. Н., Катков В. М., Фадин В. С., Излучение релятивистских электронов, М., 1973; Железняков В. В., Электромагнитные волны в космической плазме, М., 1977. С. А. Каплан.

Ч

Ш

ЧАНДРАСЕКАРА ПРЕДЕЛ — верхний предел массы $\mathcal{M}_\text{ч}$ холодного невра-
щающегося *белого карлика*. Установлен
С. Чандрасекаром (США) в 1931 г.
Давление p внутри белого карлика
(Б. к.) определяется электронным
вырожденным газом и зависит только от
плотности вещества ρ . С увеличением
 ρ электронный газ становится реляти-
вистским, и эта зависимость асимпто-
тически приближается к закону

$$p = K \rho^{4/3}, \quad (1)$$

где

$$K = \frac{1}{8} \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3} \frac{\hbar c}{(m_u \mu_e)^{4/3}} \approx \frac{1,244 \cdot 10^{15} \left[\frac{\text{см}^3}{\text{г}} \right]}{\mu_e^{4/3} \left[\frac{\text{см}^3}{\text{г}} \right]}. \quad (2)$$

Здесь m_u — атомная единица массы,
 μ_e — молекулярная масса, приходя-
щаяся на один электрон [число электро-
нов в ед. объёма равно $\rho/(m_u \mu_e)$]. Чем
больше масса $\mathcal{M}$ Б. к., тем точнее выпол-
няется соотношение (1) и тем лучше
строение Б. к. соответствует модели
политропного шара. Теория политроп-
ных газовых шаров — гидростатически
равновесных сферически-симметричных
конфигураций, внутри к-рых $p \sim \rho^{1 + \frac{1}{n}}$
[случаю (1) соответствует $n = 3$], — бы-
ла развита в конце 19 — начале 20 вв.
Дж. Лейном (США), А. Риттером (Герма-
ния) и Р. Эмденом (Швейцария). Соглас-
но этой теории, в случае $n = 3$ имеется
однозначная связь между постоянной K
и массой $\mathcal{M}$ политропного шара:

$$K = 0,3639 \cdot G \mathcal{M}^{2/3}, \quad (3)$$

где 0,3639 — коэффициент, определяе-
мый условием гидростатич. равнове-
сия. Подставляя значение K из (2) в (3),
получаем предельную массу $\mathcal{M}_\text{ч}$ Б. к.

$$\mathcal{M}_\text{ч} = \frac{0,1967}{(m_u \mu_e)^2} \left(\frac{\hbar c}{G} \right)^{3/2} = \frac{5,83}{\mu_e^2} \mathcal{M}_\odot. \quad (4)$$

Когда масса $\mathcal{M}$ Б. к. приближается к
 $\mathcal{M}_\text{ч}$ снизу, плотность вещества внутри
Б. к. неограниченно возрастает и связь
между давлением и плотностью всё
точнее описывается соотношением (1).

При этом радиус Б. к. стремится к
нулю. При $\mathcal{M} > \mathcal{M}_\text{ч}$ гидростатич. рав-
новесие Б. к. вообще невозможно, по-
скольку градиент давления недостаточен
для компенсации силы тяжести. В табл.
для различных веществ приведены ок-
руглённые значения μ_e и соответствую-
щие $\mathcal{M}_\text{ч}$:

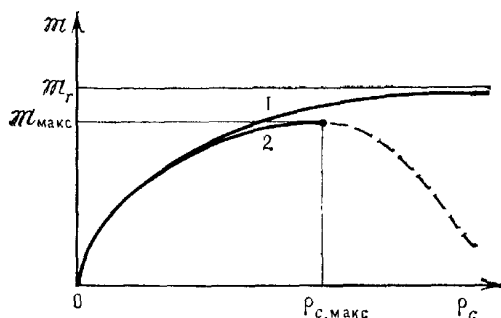
	^1H	$^4\text{He}, ^{12}\text{C}, ^{14}\text{N},$ $^{16}\text{O}, ^{20}\text{Ne},$ $^{24}\text{Mg}, ^{28}\text{Si},$ $^{40}\text{Ca}, \dots$ — в чистом виде или смешан- ные в любой пропорции	^{52}Cr	^{56}Fe	^{59}Co	^{58}Ni
μ_e	1,01	2,00	2,16	2,15	2,18	2,07
$\frac{\mathcal{M}_\text{ч}}{\mathcal{M}_\odot}$	5,73	1,46	1,24	1,26	1,22	1,36

При достаточно больших плотностях
на структуру реальных Б. к. начинают
заметно влиять процессы *нейтронизации*
вещества и эффекты общей теории отно-
сительности. В результате макс. масса
 $\mathcal{M}_\text{макс}$ Б. к. оказывается несколько мень-
ше $\mathcal{M}_\text{ч}$ и ей соответствует уже не бес-
конечная, а конечная величина централь-
ной плотности $\rho_\text{с}$ (рис.). Так, для уг-
леродных Б. к. с учётом этих факторов
 $\mathcal{M}_\text{макс} \approx 1,36 \mathcal{M}_\odot$ и $\rho_\text{макс} \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ г/см}^3$,
чему соответствует миним. радиус Б. к.
 $\sim 10^8 \text{ см}$, т. е. 1 тыс. км.

Достаточно горячие Б. к., электрон-
ный газ внутри к-рых вырожден не пол-
ностью, а также холодные, но быстро
вращающиеся Б.к. могут иметь массы,
превышающие $\mathcal{M}_\text{ч}$. Со временем по мере
охлаждения и (или) потери момента
количества движения гидростатич. рав-
новесие таких массивных Б. к. неминуе-
мо нарушается и они переходят в состоя-
ние *гравитационного коллапса*, в ре-
зультате чего возникает *нейтронная*
звезда.

Ч. п. играет фундаментальную роль
в теории строения и *эволюции звезд*. Внут-
ри массивных звёзд на определённых

стадиях эволюции могут образовываться частично вырожденные центральные ядра, состоящие из C, O, Ne, Si, Fe. Характер последующих, заключительных стадий эволюции таких звезд, а также



Качественный вид зависимости массы белых карликов от их центральной плотности. 1 — идеальные белые карлики, для которых $\rho_c \rightarrow \infty$ при $m \rightarrow m_{\max}$; 2 — реальные белые карлики: максимальной массе $m_{\max}$ соответствует конечная центральная плотность $\rho_{c,\max}$. Штриховой отрезок кривой соответствует неустойчивым конфигурациям.

их конечная судьба критически зависят от того, насколько и в какую сторону отличаются массы их ядер от $m_{\text{ч}}$.

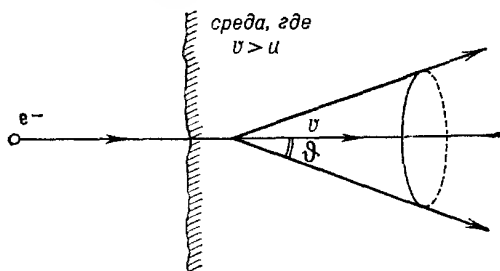
Д. К. Надёжин.

ЧЕРЕНКОВА — ВАВИЛОВА ИЗЛУЧЕНИЕ — открытый в 1934 г. П. А. Черенковым и С. И. Вавиловым эффект излучения эл.-магн. волн носителем электрического заряда, движущимся со скоростью v , превышающей фазовую скорость u распространения эл.-магн. волн в веществе. Т. к. фазовая скорость света $u = c/n$, где n — показатель преломления среды, то Ч.—В. и. возникает при условии $\beta n > 1$, где $\beta = v/c$.

При движении электрич. заряда в среде вокруг него образуется область поляризации (смещения электронов), к-рая как бы отрывается от самого заряда из-за меньшей скорости распространения возмущений и образует эл.-магн. волну. В отличие от тормозных механизмов излучения, здесь мощность излучения определяется скоростью, а не ускорением частиц. Для Ч.—В. и. характерна резко выраженная направленность. Излучение концентрируется внутри конуса, ось к-рого совпадает с направлением скорости частицы, а угол ϑ между фронтом волны (образующей конуса) и осью конуса определяется соотношением $\cos \vartheta = 1/\beta n$ (рис.). Излучение поляризовано: электрич. вектор эл.-магн. колебаний направлен вдоль

направления движения частиц, вызывающих излучение.

В космич. плазме эл.-магн. волны не могут излучаться посредством механизма Черенкова — Вавилова. Здесь, как правило, показатель преломления меньше единицы и фазовая скорость



Пространственное распределение излучения Черенкова — Вавилова при возбуждении его однородным пучком электронов.

эл.-магн. волн больше скорости света и, следовательно, больше скорости частиц. Однако в той же космич. плазме механизм Черенкова — Вавилова может очень эффективно генерировать плазменные волны различных видов (ленгмюровские, свисты, магнитно-звуковые), поскольку у них показатель преломления больше единицы (см. *Плазма*). Затем эти плазменные волны трансформируются в электромагнитные. Такое двухступенчатое возбуждение эл.-магн. волн посредством механизма Черенкова — Вавилова существенно в генерации спорадич. радиоизлучения Солнца и нестационарных источников космич. радиоизлучения.

Лит.: Черенков П. А., Тамм И. Е., Франк И. М., Нобелевские лекции, М., 1960; Зрелов В. П., Излучение Вавилова — Черенкова и его применение в физике высоких энергий, ч. 1—2, М., 1968; Гинзбург В. Л., Теоретическая физика и астрофизика, М., 1975. С. А. Каплан.

ЧЕРНАЯ ДЫРА

Содержание:

1. Введение 714
2. Поле тяготения невращающейся чёрной дыры 715
3. Поле тяготения вращающейся чёрной дыры 716
4. Физические процессы в поле тяготения чёрной дыры 717

1. Введение

Чёрная дыра — область пространства, в к-рой поле тяготения настолько сильно, что вторая космич. скорость (*параболическая скорость*) для находящихся в этой области тел должна была

бы превышать скорость света, т. е. из Ч. д. ничто не может вылететь — ни излучение, ни частицы, ибо в природе ничто не может двигаться со скоростью, большей скорости света. Границу области, за к-рую не выходит свет, наз. горизонтом Ч. д. Для того чтобы поле тяготения смогло «запереть» излучение, создающая это поле масса M должна сжаться до объёма с радиусом, меньшим гравитационного радиуса $r_g = 2GM/c^2$. Гравитац. радиус чрезвычайно мал даже для больших масс (напр., для Солнца, имеющего массу $2 \cdot 10^{33}$ г, $r_g \approx 3$ км).

Поле тяготения Ч. д. описывается теорией тяготения Эйнштейна (см. *Тяготение*). Согласно этой теории, вблизи Ч. д. геометр. св-ва пространства описываются неевклидовой (римановой) геометрией, а время течёт медленнее, чем вдали, вне сильного поля тяготения.

По совр. представлениям, массивные звёзды (с массой в неск. $M_\odot$ и больше), заканчивая свою эволюцию, могут в конце концов сжаться (сколлапсировать) и превратиться в Ч. д. (см. *Эволюция звёзд*, *Гравитационный коллапс*).

Если Ч. д. возникает при сжатии невращающегося незаряженного тела, то её внеш. поле тяготения оказывается строго сферическим и зависящим только от полной массы тела M . Все отклонения от сферичности в гравитац. поле при образовании Ч. д. излучаются в виде гравитац. волн (см. *Гравитационное излучение*). Оставшееся поле не зависит от распределения массы внутри сжавшегося тела. Т. о., хотя внутри Ч. д. может быть «спрятано» очень несимметрично сжимающееся тело, внеш. поле тяготения будет строго сферически-симметричным (т. н. поле Шварцшильда).

При образовании Ч. д. излучаются также все физ. поля, кроме статического электр. поля (если коллапсирующее тело было электрически заряженным).

Если тело, образовавшее Ч. д., вращалось, то вокруг Ч. д. сохраняется «вихревое» гравитац. поле, увлекающее все тела вблизи Ч. д. во вращат. движение вокруг неё. Это поле определяется помимо массы Ч. д. только её полным моментом импульса. Поле тяготения вращающейся Ч. д. наз. полем Керра.

2. Поле тяготения невращающейся чёрной дыры

Движение тел в поле тяготения Шварцшильда обладает рядом особен-

ностей. В теории Ньютона движение по окружности вокруг тяготеющего центра возможно на любом расстоянии R от него. В теории Эйнштейна это не так. Чем ближе к Ч. д., тем больше скорость кругового движения: На окружности с $R = 1,5 r_g$ скорость движения достигает световой. Ближе к Ч. д. движение по окружности, очевидно, вообще невозможно. В действительности же движение по окружности становится неустойчивым на значительно больших расстояниях, а именно: начиная с $R = 3r_g$, когда скорость движения составляет всего половину световой. Только на расстояниях, превышающих $3 r_g$, возможно устойчивое круговое движение. На пределе устойчивости круговых орбит энергия связи частицы $\Delta \mathcal{E} = 0,06 mc^2$, где m — масса частицы.

Особый интерес представляет возможность гравитац. захвата чёрной дырой тел, прилетающих из бесконечности. В ньютоновской механике всякое тело, приближающееся из бесконечности к тяготеющей массе, описывает около неё параболу или гиперболу и (если не испытает соударения с тяготеющей массой) снова улетает в бесконечность. Гравитац. захват в этой задаче невозможен.

Иначе обстоит дело в поле тяготения Ч. д. Конечно, если тело движется на больших расстояниях от Ч. д. ($R \gtrsim 100 r_g$), где поле тяготения уже слабо и справедлива с большой точностью теория Ньютона, то траектория движения почти точно совпадает с параболой или гиперболой. В достаточной близости от Ч. д. траектория резко отличается от ньютоновской. Так, если скорость тела вдали от Ч. д. много меньше световой и траектория его движения подходит близко к окружности с $R = 2r_g$, то тело совершит много оборотов вокруг Ч. д., прежде чем снова улетит в космос (рис. 1, а).

Наконец, если тело подойдёт вплотную к указанной окружности, то его орбита будет неограниченно навиваться на окружность. Тело окажется гравитационно захваченным Ч. д. и никогда снова не улетит в космос (рис. 1, б). Если же тело подлетит ещё ближе к Ч. д., то после неск. оборотов или даже не успев сделать ни одного оборота, оно упадёт в Ч. д.

В поле тяготения Ч. д. выражение для параболич. скорости записывается формально так же, как и в теории Нью-

тона. Однако необходимо сделать следующее уточнение. Когда тело движется прямо по радиусу к Ч. д., то какую бы скорость тело ни имело, в т. ч. и больше параболической, оно упадёт в Ч. д. Более того, если тело движется хотя и не прямо по радиусу к Ч. д., но траектория его достаточно близка к

пендикулярно к радиальному направлению. Для лучей существует критич. окружность с $R = 1,5r_g$. По этой окружности может двигаться фотон, удерживаемый тяготением Ч. д. Однако это движение неустойчиво. При малейшем возмущении фотон либо попадает в Ч. д., либо улетает в космос.

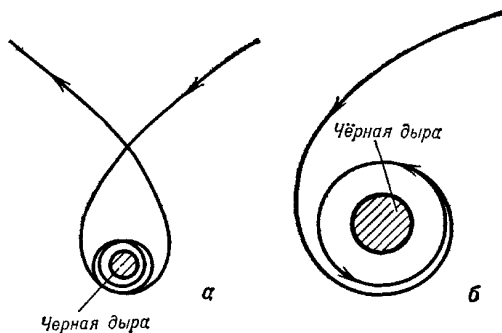


Рис. 1.

Ч. д., то оно тоже будет захвачено Ч. д. Следовательно, для того чтобы вырваться из окрестностей Ч. д., мало иметь скорость, превышающую параболическую, надо ещё, чтобы угол φ между направлением этой скорости и направлением на Ч. д. превышал некоторое критич. значение φ_k . При $\varphi \leq \varphi_k$ тело окажется захваченным Ч. д., при $\varphi > \varphi_k$ (и условии, что скорость больше или равна параболической) тело улетит от Ч. д. Значение φ_k зависит от расстояния до Ч. д. На рис. 2 черным цветом

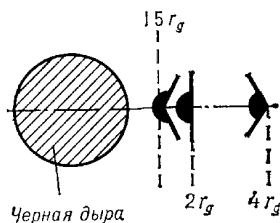


Рис. 2.

закрашен конус захвата: если вектор параболич. скорости располагается в этом конусе, то тело будет захвачено Ч. д.

Поле тяготения Ч. д. искривляет траектории лучей света (и вообще любых ультрарелятивистских частиц, к-рые движутся практически по тем же траекториям, что и фотоны). Чем ближе к Ч. д. траектории, тем сильнее они искривлены. На рис. 3, а приведены траектории лучей света, испущенных на разных расстояниях от Ч. д. пер-

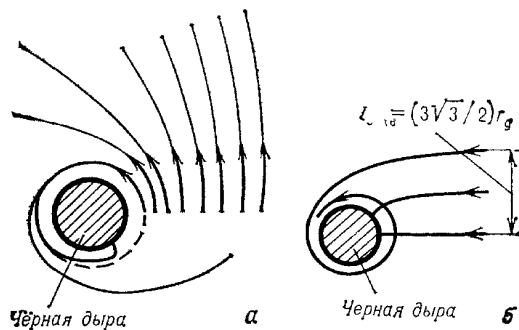


Рис. 3.

Наличие критич. окружности ведёт к тому, что все лучи с прицельным параметром на бесконечности $l \leq l_{\text{захв}} = \frac{3\sqrt{3}}{2} r_g$ гравитационно захватываются (рис. 3, б).

3. Поле тяготения вращающейся чёрной дыры

Около вращающейся Ч. д., как уже было сказано, должно существовать «вихревое» гравитац. поле. Вдали от Ч. д. оно очень слабо, а вблизи возрастает настолько, что ведёт к качественно новым эффектам.

Так, в окрестности вращающейся Ч. д. возникает область, в к-рой все тела и фотоны увлекаются в движение вокруг Ч. д. Внеш. граница этой области наз. пределом статичности. Однако внутри предела статичности тела и фотоны совсем не обязательно должны падать к центру, они могут и приближаться к Ч. д. и удаляться от неё, могут выходить за предел статичности. Т. о., предел статичности не явл. границей Ч. д., её горизонтом, из-под к-рого нельзя выйти. Линейные размеры предела статичности по порядку величины равны r_g . Горизонт Ч. д. расположен глубже, под пределом статичности. Пространство между горизонтом и пределом статичности наз. э р г о с ф е р о й (рис. 4). Предел статичности касается горизонта в полюсах вращающейся Ч. д.

При падении тела на вращающуюся Ч. д. оно сначала отклоняется в своём движении в сторону вращения Ч. д., пересекает границу эргосферы и постепенно приближается к горизонту. Для внеш. наблюдателя свет, испускаемый падающим телом, становится всё более красным и менее интенсивным, затем полностью затухает: тело, уйдя под горизонт, становится невидимым для внеш. наблюдателя. На горизонте все тела имеют одну и ту же угловую скорость обращения, в какое бы место горизонта ни попадало падающее тело.

Общая для всех падающих тел угловая скорость Ω на горизонте Ч. д. и есть скорость её вращения: $\Omega = 4\pi I / \mathcal{M} S$, где I — момент импульса тела, из которого возникла Ч. д., $\mathcal{M}$ — масса, S — площадь горизонта Ч. д. Момент импульса Ч. д. заданной массы не может быть сколь угодно большим. Максимально возможные значения I и $\Omega_{\text{макс}}$ определяются тем, что при образовании Ч. д. линейная скорость вращения точек экватора тела не превышает скорости света. По порядку величины $\Omega_{\text{макс}} \approx c/r_g$. Для Ч. д. с массой, равной массе Солнца, $\Omega_{\text{макс}} = 10^{-5}$ (1/с).

Гравитац. захват частиц Ч. д. с вращением несколько отличается от захвата невращающейся Ч. д. Легче всего захватываются частицы, к-рые пролетают вблизи Ч. д. в сторону, противоположную вращению, труднее захватываются частицы, летящие мимо Ч. д. в сторону вращения. Наглядно можно себе представить, что вихревое гравитац. поле вокруг Ч. д. действует подоб-

метр $l_{\text{захв},1} = 1/2 r_g$; для фотона, движущегося против вращения, прицельный параметр намного больше: $l_{\text{захв},2} = 4 r_g$. Изменяется ситуация и с круговыми орбитами. Для Ч. д. без вращения последняя устойчивая круговая орбита имеет радиус $3r_g$; частица, движущаяся по ней, имеет скорость $c/2$. И самое важное: чтобы попасть на эту орбиту, частица с массой m должна отдать энергию $\Delta \mathcal{E} = 0,06 mc^2$ (энергию связи) в виде, напр., гравитационного излучения.

В случае максимально быстро вращающейся дыры последняя круговая орбита лежит в экваториальной плоскости близко к горизонту, глубоко внутри эргосферы. Но здесь частица может двигаться только в сторону вращения Ч. д. Энергия, к-рую выделяет частица, попавшая на эту орбиту, гораздо больше и составляет $\Delta \mathcal{E} = 0,42 mc^2$. В то же время последняя устойчивая орбита частицы, обращающейся вокруг дыры в противоположном направлении, лежит вне эргосферы и частица, падающая на неё, выделяет энергию $\Delta \mathcal{E} = 0,04 mc^2$.

Полная масса вращающейся Ч. д. определяется как её размерами (площадью S поверхности горизонта), так и энергией вращения:

$$\mathcal{M} = \sqrt{\frac{Sc^4}{16\pi G^2} + \frac{4\pi I^2}{Sc^2}}.$$

Если вращение отсутствует ($I = 0$), то $\mathcal{M}$ определяется только размерами Ч. д. При максимально возможной скорости вращения Ч. д. второе слагаемое под корнем равно первому.

4. Физические процессы в поле тяготения чёрной дыры

В эргосфере Ч. д. возможны процессы, приводящие к уменьшению энергии вращения Ч. д., т. е., как оказывается, Ч. д. может терять энергию. В частности, когда в эргосферу влетает частица, имевшая вдали от Ч. д. энергию $\mathcal{E}_1$ (включая энергию покоя), она распадается на две частицы, то распад может произойти таким образом, что одна частица упадёт на Ч. д., а другая, сравнительно немного увеличив свою скорость в момент распада, перейдёт на такую орбиту, что вылетит из эргосферы с огромной скоростью. Эта скорость может намного превышать и первоначальную скорость полёта частицы к эргосфере, и величина

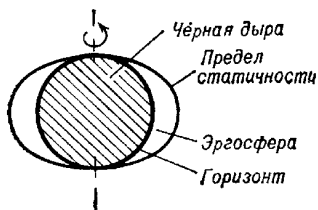


Рис. 4.

но притягивает, ускоряя, отбрасывая тем самым частицы, движущиеся мимо Ч. д. в ту же сторону, в к-рую закручивается «вихрь» этого поля, и, наоборот, тормозит и захватывает частицы, движущиеся против «вихря».

Рассмотрим для примера захват фотона, движущегося в плоскости экватора максимально быстро вращающейся Ч. д.

Для фотона, движущегося в направлении вращения Ч. д., прицельный пара-

ну изменения скорости при распаде. В результате полная энергия вылетевшей частицы $\mathcal{E}_2$ окажется больше $\mathcal{E}_1$. Избыток энергии $\mathcal{E}_2 - \mathcal{E}_1$ черпается из энергии вращения Ч. д. Энергия вращения Ч. д. может уменьшаться также при рассеянии эл.-магн. волн на Ч. д. Рассеянная волна при определённых условиях может оказаться интенсивнее падающей. Потеря энергии вращения Ч. д. при распаде частицы в эргосфере достигает максимума, когда распад происходит на горизонте. При этом площадь горизонта не меняется. Во всех др. случаях площадь горизонта несколько увеличивается за счёт энергии частицы, упавшей в Ч. д. Оказывается, что площадь горизонта Ч. д. не уменьшается ни в каких процессах вообще (за исключением медленного самопроизвольного квантового испарения Ч. д., о к-ром говорится далее). Напр., Ч. д. могут столкнуться и слиться в одну. Часть их энергии будет унесена при этом за счёт излучения гравитац. волн, но горизонт возникшей Ч. д. будет по площади больше, чем сумма площадей горизонтов первоначальных дыр. Ни при каких воздействиях (приливных и др.) Ч. д. не может разделиться на две или большее количество Ч. д.

В эргосфере Ч. д. могут протекать квантовые процессы рождения частиц. В сильном поле тяготения Ч. д. вакуум (представляет собой физ. поля в наименьшем энергетич. состоянии) неустойчив и из него могут рождаться частицы и античастицы, в основном безмассовые: фотоны, нейтрино, гравитоны.

Рождённые частицы, улетая из эргосферы на бесконечность, уносят энергию Ч. д. Характерная частота ω рождающихся фотонов по порядку величины равна Ω . Скорость потери энергии вращения Ч. д. определяется соотношением:

$$d\mathcal{E}_{\text{вращ}}/dt \approx \hbar \Omega^2.$$

Чрезвычайно важно, что вакуум неустойчив в поле тяготения не только вращающейся Ч. д., но и невращающейся. Это означает, что за счёт квантовых процессов невращающаяся Ч. д. также теряет энергию, уменьшаются её масса и размеры. Невращающаяся Ч. д. излучает как абсолютно чёрное тело с темп-рой $T = 10^{11} (10^{15}/M)$ К, полная мощность эл.-магн. излучения $L = \approx 10^{20} (10^{15}/M)$ эрг/с, а время существования уменьшения массы Ч. д.

$\tau \approx 10^{10} (M/10^{15})^3$ лет, где M — значение массы Ч. д. в г. Приведённые соотношения показывают, что квантовые процессы совершенно ничтожны для Ч. д., возникших из звёзд с массами $M \gtrsim 10^{34}$ г. Однако они существенны для маломассивных первичных Ч. д., к-рые могли возникать на ранних этапах расширения Вселенной.

По мере уменьшения массы Ч. д. мощность излучения должна расти, и в конце концов маленькая Ч. д. породит мощную вспышку жёсткого гамма-излучения (последние 10^9 г Ч. д. излучает за 0,1 с, что подобно взрыву миллиона мегатонных водородных бомб).

В реальных условиях Вселенной Ч. д., к-рые могли возникнуть из звёзд, всё время увеличивают свою массу за счёт падения в них газа и излучения, в т. ч. и реликтового излучения Вселенной. Увеличение массы Ч. д. при этом хотя обычно и мало, но существенно превышает потери за счёт квантового испарения.

Ч. д., возникшие в результате коллапса массивных звёзд, могут вызывать своим сильным гравитац. полем бурные процессы при падении в них газа. Такие газовые потоки могут быть особенно мощными, когда на Ч. д., входящую в состав тесной двойной звёздной системы, газ перетекает от звезды-гиганта. Газ, нагретый при падении в поле тяготения Ч. д., даёт рентг. излучение, и по этому излучению Ч. д. может быть обнаружена. Вероятно, одна Ч. д. уже обнаружена таким способом в рентг. источнике Лебедь X-1 (см. *Рентгеновская астрономия, Аккреционные диски*).

Возможно, что в центре ядер галактик и квазаров существуют сверхмассивные Ч. д., с массой до $10^8 - 10^9 M_{\odot}$, в поле тяготения к-рых протекают бурные процессы, являющиеся причиной активности ядер галактик и квазаров.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюция звёзд, М., 1971; Мизнер Ч., Торн К., Уилер Дж., Гравитация, т. 3, пер. с англ., М., 1977, Фролов В. П., Черные дыры и квантовые процессы в них, «УФН», 1976, т. 118, в. 3, с. 473; Торн К., Поиски черных дыр, пер. с англ., там же, с. 453. И. Д. Новиков.

ШАРОВЫЕ ЗВЁЗДНЫЕ СКОПЛЕНИЯ — первоначально были выделены как особый тип галактич. объектов по характерному внеш. виду (рис. 1). Звёзды III. з. с. занимают приibl. сферич. объём (точнее, сфероидальный с малым сжатием), причём пространств.

концентрация звёзд резко снижается от центра скопления к его периферии. Звёздные скопления относят к типу Ш. з. с. не по внеш. виду, а по звёзд-

ранств. концентрация звёзд составляет всего лишь 0,13 звезды в 1 пк^3). Наиболее бедные Ш. з. с. имеют примерно на 2 порядка меньше звёзд, чем самые богатые. Массы Ш. з. с. составляют $10^4 - 10^6 m_\odot$. В Ш. з. с. встречаются *переменные звёзды* различных типов. Наиболее многочисленны переменные звёзды типа RR Лиры, встречаются также долгопериодич. *цефеиды* сферич. составляющей Галактики (типа W Девы), звёзды типа Миры Кита и др. Светимости переменных звёзд осн. типов известны, это позволяет определить расстояние до Ш. з. с. (см. *Расстояния до космических объектов*), что необходимо для определения их положения в Галактике и сопоставления данных о звёзд-

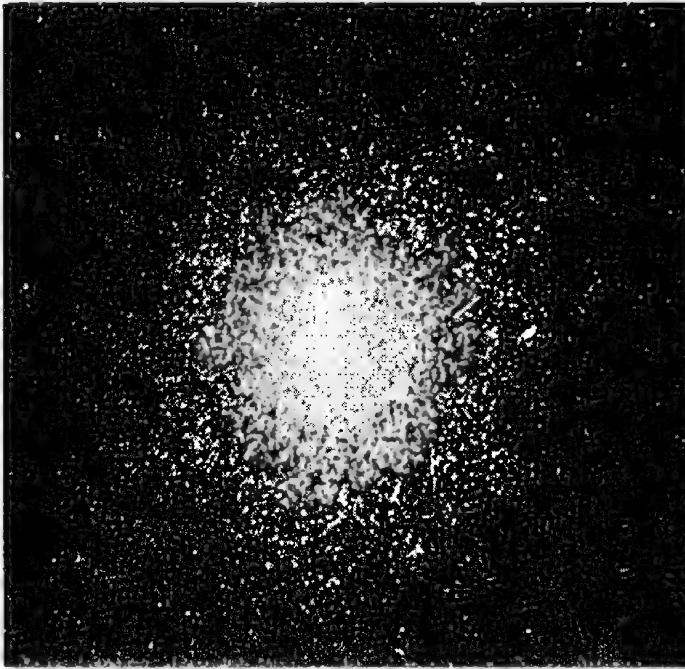
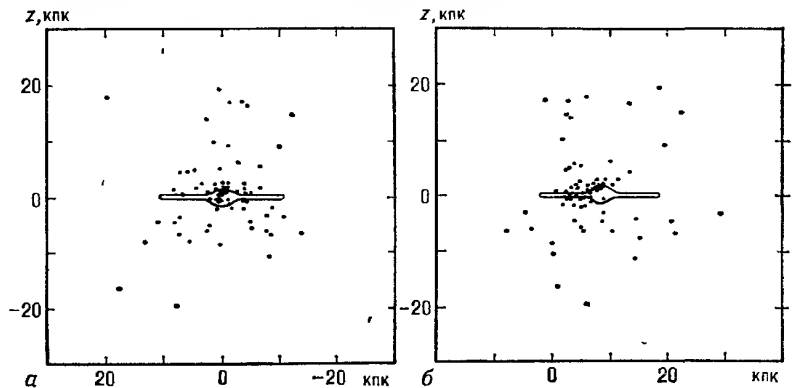


Рис. 1. Шаровое звёздное скопление М 10 в созвездии Змееносца. Снимок получен при помощи 6-метрового телескопа.

ному составу, т. е. по характерному виду их *Герцшпрунга — Расселла диаграммы* (Г.—Р. д.; см. ниже), в связи с чем к типу Ш. з. с. отнесены нек-рые объек-

ном составе Ш. з. с. с положениями теории эволюции звёзд. Ш. з. с. расположены в Галактике неравномерно: в целом сильно концентрируясь к *галактическому*

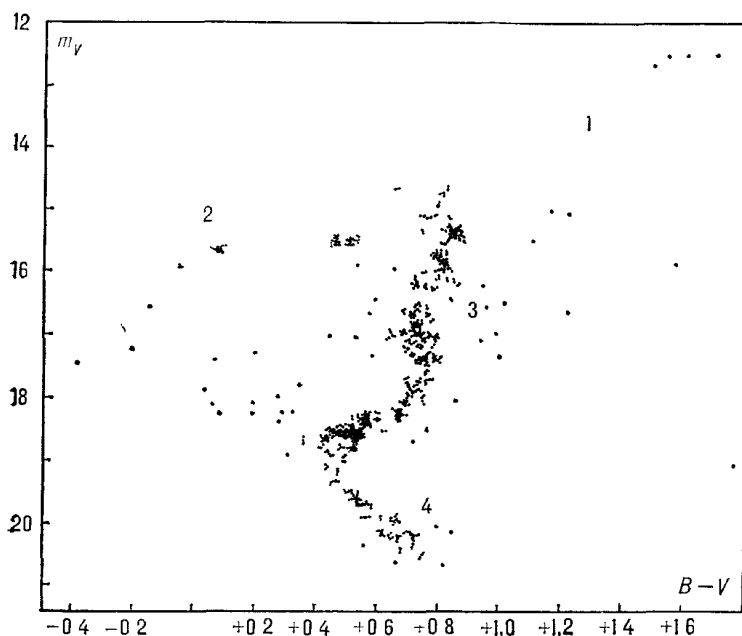
Рис. 2. Распределение шаровых скоплений в Галактике (по данным У. Харриса, 1976 г.), z — расстояние (в кпк) от галактической плоскости в перпендикуляриом к ней направлении; a — расположение шаровых скоплений в плоскости, проходящей через галактический центр перпендикулярно направлению на центр Галактики; b — то же в плоскости, проходящей через Солнце, центр Галактики и галактические полюсы.



ты, по виду, в сущности, неотличимые от рассеянных звёздных скоплений. Число звёзд в наиболее богатых Ш. з. с. оценивается в неск. сотен тыс., а концентрация звёзд в центральной части — в неск. тыс. и даже десятков тыс. в 1 пк^3 (в окрестностях Солнца прост-

центру, они образуют вокруг него протяжённое гало (рис. 2); концентрация Ш. з. с. к галактич. плоскости выражена сравнительно слабо. Скорости движения Ш. з. с. $\approx 200 \text{ км/с}$, их орбиты сильно вытянуты. Примерно один раз за период обращения ($10^8 - 10^9$ лет) они

проходят через плотные центральные области Галактики и еще один раз за время обращения — через периферич. области галактич. диска, также имеющие повышенную плотность по сравнению со сферич. составляющей Галактики. «Выметанием» газа при таких прохождении, а также истечением его из скоплений благодаря низкой *параболической скорости* ($\approx 10-30$ км/с) объясняется тот установленный радио- и оптич.



ходной массе На Г.— Р. д. типичного Ш. з. с. М 3 (рис. 3) непосредственно от *главной последовательности* (4), населенной звездами субкарликами, начинается последовательность субгигантов (3), т. е. звезд, уже завершивших период своего нахождения на *главной последовательности* (ГП). К еще более поздним эволюц. стадиям относятся последовательность красных гигантов (1) и горизонтальная ветвь (2), в разрыв к-рой попадают переменные звезды типа RR Лиры. Ш. з. с. лишены ярких массивных звезд ГП (наиболее массивные звезды, с массой $\approx 0,8 M_{\odot}$, лежат вблизи «точки поворота», т. е. там, где ГП соединяется с последовательностью субгигантов). Эта особенность звездного состава Ш. з. с. говорит об их большом возрасте; звездный состав Ш. з. с. характерен для сферич. составляющей Галактики (население II, см. *Галактика*). Следу-

Рис. 3. Диаграмма «показатель цвета — видимая звездная величина» шарового скопления М 3 (по данным А. Сандиджа и Х. Джонсона, 1956 г.).

наблюдениями факт, что в Ш. з. с. весьма мало межзвездного газа

Характерные диаметры Ш. з. с. — 20—60 пк (иногда больше). При ср. расстоянии до ближайших Ш. з. с. ~ 10 кпк все звезды Ш. з. с. можно считать одинаково удаленными, различия в их видимом блеске определяются различиями в *светимости*. В силу общего происхождения звезд одного Ш. з. с. можно считать, что звезды скопления имеют, как правило, примерно одинаковый возраст и хим. состав. В атмосферах звезд большинства Ш. з. с. содержание тяжелых элементов понижено по сравнению с солнечным (в экстремальных случаях более чем в 100 раз). Различия в светимости оказываются связанными с различиями в массе звезд, а также с их различным продвижением по эволюц. пути, что также в конечном счете определяется различиями в ис-

ет отметить, что в др. галактиках иногда встречаются типичные по внеш. виду Ш. з. с., но со звездным составом, характерным для плоской составляющей (для населения I, включающего молодые звезды). Такие Ш. з. с. можно отнести к молодым Ш. з. с. нашей Галактики — одни из старейших ее членов. Их возраст составляет ~ 10 млрд лет. Массивные звезды в Ш. з. с., по-видимому, уже давно проэволюционировали, превратившись в *белые карлики*, *нейтронные звезды* или *черные дыры*, и непосредственно в оптич. диапазоне не видны из-за огромных расстояний до скоплений. Но присутствие этих звезд в Ш. з. с. может быть установлено по косвенным данным; они могут давать заметный вклад в полную массу скопления (десятки процентов). В нек-рых Ш. з. с. наблюдались вспышки *новых звезд* и переменных звезд типа U Близнецов, являющихся, по

совр представлениям, тесными двойными системами с проэволюционировавшими компонентами (см *Эволюция тесных двойных звезд*).

В 70-х гг. 20 в в центральных областях восьми галактических Ш з с были обнаружены источники рентг излучения В Ш з с встречаются все осн типы рентг источников постоянно излучающие, временные (т е на время появляющиеся и затем исчезающие), вспыхивающие (*барстеры*) В 1979 г. рентг источники в Ш з с были обнаружены и в галактике М 31 (Туманность Андромеды) С рентг источниками связывают обычно тесные двойные звезды, одним из компонентов к-рых явл белый карлик, нейтронная звезда или черная дыра, причем этот компонент аккрецирует вещество (см *Аккреция, Рентгеновская астрономия*) В Ш з с такие системы могут возникать в результате захвата звездой другой, менее массивной звезды в плотных центральных областях

Другой возможный тип рентг. источников в Ш з с — массивная черная дыра в центре скопления, на к-рую происходит аккреция собирающегося к центру вещества Тот факт, что на Ш з с, содержащие в совокупности 0,1% массы Галактики, приходится неск % известных галактич рентг источников, указывает на возможность генетич связи рентг источников с наиболее плотными областями Ш з с Всего в Галактике открыто ок 130 Ш з с Как считают, число их может достигать 200—550 Значит часть Ш з с, вероятно, не видна из-за экранирования их облаками *межзвездной пыли* (особенно в направлении центра Галактики) Как и все галактич образования, Ш з с эволюционируют Их масса должна уменьшаться в результате «испарения» звезд, приобретающих большие скорости движения за счет сближения с др звездами Однако компактность и в силу этого значит гравитац устойчивость позволили многим Ш з с сохраниться до нашего времени Исследования Ш з с могут пролить свет как на ранние стадии эволюции Галактики, так и на позднюю эволюцию звезд малой массы (меньше солнечной)

Лит Кукаркин Б В, Шаровые звездные скопления, М, 1974 Шаров А С, Подсистема шаровых скоплений Галактики, «Астрономический журнал» 1976 т 53, в 4, с 702—12 Haggis W E, Раси-

не R Globular Clusters in Galaxies, «Annual Review of Astronomy and Astrophysics», 1979, v 17, p 241—74 Н Н Самуэль

ШТАРКА ЭФФЕКТ — расщепление и сдвиг уровней энергии атомов и молекул под действием электрич поля Обнаруживается по расщеплению и сдвигу линий в спектрах испускания и поглощения

Открыт немецким физиком Й Штарком в 1913 г при изучении спектра водорода Кроме водорода Ш э подробно изучен в спектрах гелия, щелочных металлов (Li, Na, K и т д) и ряда др. элементов

Ш э был объяснен на основе квантовой механики Квантовая система (атом, молекула) в состоянии с определенной энергией $\mathcal{E}$ приобретает во внешн электрич поле E дополнит энергию $\Delta\mathcal{E}$ (т к электрич поле изменяет состояние входящих в систему заряженных частиц, напр электронов в атоме) В результате уровень энергии, к-рому соответствует одно возможное состояние атома (вырожденный уровень), в электрич поле будет иметь энергию $\mathcal{E} + \Delta\mathcal{E}$, т е он сместится Для вырожденного уровня энергии (ему соответствует неск возможных состояний системы с одинаковой энергией $\mathcal{E}$) различные состояния могут приобрести разные дополнит энергии $\Delta\mathcal{E}_\alpha$ ($\alpha = 1, 2, \dots, g$, где g — степень вырождения уровня) В результате вырожденный уровень расщепляется на подуровни с энергией $\mathcal{E} + \Delta\mathcal{E}_\alpha$, число к-рых равно числу различных значений α Так, уровень энергии атома с заданным значением момента количества движения $M = (h/2\pi)\sqrt{J(J+1)}$ ($J = 0, 1, 2$ — квантовое число) расщепляется в электрич поле на подуровни, характеризующиеся различными значениями др квантового числа m (различной величиной проекции момента M на направление электрического поля) Однако значениям $-m$ и $+m$ соответствует одинаковая дополнителная энергия $\Delta\mathcal{E}$, так что все штарковские подуровни (с $m \neq 0$) оказываются дважды вырожденными (в отличие от расщепления в магнитном поле, где все подуровни не вырождены, см *Зеемана эффект*)

Различают линейный Ш э, когда $\Delta\mathcal{E}$ пропорционально E (рис 1), и квадратичный Ш э, когда $\Delta\mathcal{E}$ пропорционально E^2 (рис 2) В первом случае картина расщепления уровней энергии

и получающихся при переходах между ними спектр. линий симметрична, во втором — несимметрична. Линейный Ш. э. характерен для водорода в не слишком сильных полях $\sim 10^4$ В/см он составляет тысячные доли эВ). Уровень

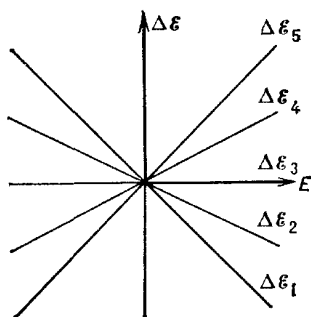


Рис. 1. Зависимость величины расщепления $\Delta\epsilon$ от напряжённости электрического поля E при линейном эффекте Штарка (расщепление уровня атома водорода, которому соответствует главное квантовое число $n = 3$, на 5 подуровней).

энергии атома водорода с заданным значением главного квантового числа n симметрично расщепляется на $2n - 1$ равноотстоящих подуровней (рис. 1 соответствует $n = 3$, $2n - 1 = 5$). У компонентов спектр. линии, обусловленных переходами между расщеплёнными в электрич. поле уровнями, наблюдается эффект поляризации (см. *Поляризация электромагнитного излучения*). Если электрич. поле ориентировано перпендикулярно к наблюдателю, то часть компонентов поляризована продольно (π -компоненты), остальные — поперечно (σ -компоненты). При продольном направлении поля π -компоненты не появляются, а на месте σ -компонентов возникают неполяризов. компоненты. Интенсивности разных компонентов различны. На рис. 3 показано расщепление в результате Ш. э. спектр. линии водорода H_α .

Кроме водорода линейный Ш. э. наблюдается в водородоподобных атомах (He^+ , Li^{2+} , B^{3+} и т. д.) и для сильно возбуждённых урсыей др. атомов (в ряде случаев Ш. э. приводит к появлению *запрещённых спектральных линий*).

В сильных полях, а также в слабых полях для ряда элементов имеет место главным образом квадратичный Ш. э. с асимметричной картиной расщепления. Величина квадратичного эф-

фекта невелика (в полях $\sim 10^5$ В/см расщепление достигает десятитысячных долей эВ).

Ш. э. наблюдается не только в постоянных, но и в переменных электрич. полях. Влияние высокочастотного электрич. поля на уровни энергии атомов (ионов) определяет, в частности, уширение спектральных линий космич. плазмы. Движение частиц плазмы и

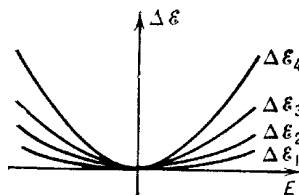


Рис. 2. Зависимость величины расщепления уровней $\Delta\epsilon$ от напряжённости электрического поля E при квадратичном эффекте Штарка (подуровни оказываются отстоящими на разные расстояния).

связанное с этим изменение расстояний между ними приводят к быстрым изменениям электрич. поля около каждой излучающей частицы. В результате энергетич. уровни атомов (ионов), расщепляясь, смещаются на неодинаковую величину. Для излучения совокупности таких частиц характерно увеличение ширины спектр. линий (т. н. штарковское уширение линий). Ш. э. позволяет

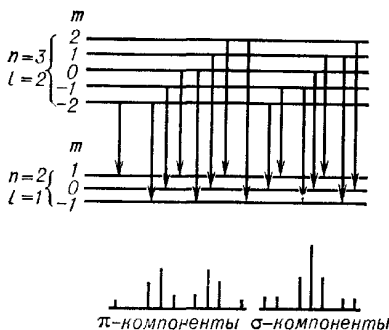


Рис. 3. Расщепление линии водорода H_α в электрическом поле. Различно поляризованные компоненты линии (π и σ) возникают при определённых комбинациях подуровней.

оценить концентрацию заряженных частиц в космич. плазме (напр., в атмосферах звёзд).

Лит.: Ельяшевич М. А., *Атомная и молекулярная спектроскопия*, М., 1962; Мустель Э. Р., *Звездные атмосферы*, М., 1960. М. А. Ельяшевич.

ШУМОВАЯ ТЕМПЕРАТУРА — величина, используемая в радиоастрономии для характеристики малошумящих приёмников и антенн или их элементов, а также систем в целом (*радиотелескопов*).

Ш. т. определяется как температура эталона (чёрного тела или согласованной нагрузки), при которой мощность его излучения на рабочей частоте равна мощности собственных шумов исследуемого устройства. Мощность излучения абсолютно чёрного тела может быть определена по ф-ле Планка, или, в случае, когда частота $\nu \ll kT/h$,

по ф-ле Рэлея — Джинса (см. *Планка закон излучения, Рэлея — Джинса закон излучения*). Последняя ф-ла применима практически во всём радиодиапазоне, за исключением миллиметрового диапазона длин волн, где нужно пользоваться ф-лой Планка. Если эталон не явл. абсолютно чёрным телом (несогласованная нагрузка), необходимо вводить поправку на коэффициент отражения. Миним. Ш. т. систем, состоящих из приёмника с мазером и зеркальной антенны типа Кассегрена, на сантиметровых волнах меньше 20К.



ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЁЗД

Содержание:

1. Введение 724
2. Образование звезд, стадия гравитационного сжатия 725
3. Эволюция на основе ядерных реакций 727
4. Конечные стадии эволюции . . . 730

1. Введение

Эволюция звёзд — изменение физ. характеристик, внутр. строения и хим. состава звёзд со временем. Важнейшие задачи теории Э. з. — объяснение образования звёзд, изменения их наблюдаемых характеристик, исследование генетич. связи различных групп звёзд, анализ их конечных состояний.

Поскольку в известной нам части Вселенной ок. 98—99% массы наблюдаемого вещества содержится в звездах или прошло стадию звёзд, объяснение Э. з. явл. одной из наиболее важных проблем астрофизики.

Звезда в стационарном состоянии — это газовый шар, к-рый находится в гидростатич. и тепловом равновесии (т. е. действие сил тяготения уравновешено внутр. давлением, а потери энергии на излучение компенсируются энергией, выделяющейся в недрах звезды, см. *Звёзды*). «Рождение» звезды — это образование гидростатически равновесного объекта, излучение к-рого поддерживается за счёт собств. источников энергии. «Смерть» звезды — необратимое нарушение равновесия, ведущее к разрушению звезды или к её катастрофич. сжатию.

Для понимания Э. з. принципиальное значение имеет вопрос об источниках их энергии. Потери энергии на излучение с поверхности могут восполняться за счёт охлаждения недр, выделения гравитац. потенциальной энергии при сжатии и ядерных реакций. Охлаждение и гравитац. сжатие способны, напр., поддерживать светимость Солнца (масса $M_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{33}$ г, светимость $L_{\odot} = 3,86 \cdot 10^{33}$ эрг/с) в течение $\sim 10^7$ лет, звезды с массой $30M_{\odot}$ и $L = 10^5 L_{\odot}$ — в течение $\sim 10^5$ лет, а ядерные реакции

соответственно $\sim 10^{10}$ и $\sim 10^6$ лет. Геологич. данные свидетельствуют о том, что светимость Солнца была практически неизменной в течение $\sim 10^9$ лет. Отсюда следует, что осн. источником энергии могут быть только *ядерные реакции*.

Выделение гравитац. энергии может играть определяющую роль лишь тогда, когда темп-ра недр звезды недостаточна для того, чтобы ядерное энерговыделение могло компенсировать потери энергии, и звезда в целом или её часть должна сжиматься для поддержания равновесия. Высвечивание тепловой энергии становится важным лишь после исчерпания запасов ядерной энергии. Т. о., Э. з. можно представить как последовательную смену источников энергии звёзд.

Характерное время Э. з. слишком велико для того, чтобы можно было всю эволюцию проследить непосредственно. Поэтому осн. методом исследования Э. з. явл. построение последовательностей моделей звёзд, описывающих изменения внутр. строения и хим. состава звёзд со временем. Эволюц. последовательности затем сопоставляются с результатами наблюдений, напр. с *Герцшпрунга — Расселла диаграммой* (Г.—Р. д.), суммирующей наблюдения большого числа звёзд, находящихся на разных стадиях эволюции. Особо важную роль играет сравнение с Г.—Р. д. для звёздных скоплений, поскольку все звёзды скопления имеют одинаковый начальный хим. состав и образовались практически одновременно. По Г.—Р. д. скоплений различного возраста удалось установить направление Э. з. Детально эволюц. последовательности рассчитываются путём численного решения системы дифференциальных ур-ний, описывающих распределения массы, плотности, темп-ры и светимости по звезде, к к-рым добавляются *уравнение состояния*, законы энерговыделения и непрозрачности звёздного вещества и ур-ния, описывающие изменения хим. состава звезды со временем.

Ход эволюции звезды зависит в основном от её массы и исходного хим.

состава. Определённую, но не принципиальную роль могут играть вращение звезды и её магн. поле, однако роль этих факторов в Э. з. ещё недостаточно исследована. Хим. состав звезды зависит от времени, когда она образовалась, и от её положения в Галактике в момент образования. Звёзды первого поколения сформировались из вещества, состав к-рого определялся космологич. условиями. По-видимому, в нём было примерно 70% по массе водорода, 30% гелия и ничтожная примесь дейтерия и лития. В ходе эволюции звёзд первого поколения образовались тяжёлые элементы (следующие за гелием), к-рые были выброшены в межзвёздное пространство в результате истечения вещества из звёзд или при взрывах звёзд. Звёзды последующих поколений сформировались уже из вещества, содержавшего до 3—4% (по массе) тяжёлых элементов.

Наиболее непосредственным указанием на то, что звездообразование в Галактике происходит и в настоящее время, явл. существование массивных ярких звёзд спектр. классов О и В, время жизни к-рых не может превосходить $\sim 10^7$ лет. Скорость звездообразования в совр. эпоху оценивается в $5 M_{\odot}$ в год.

2. Образование звёзд, стадия гравитационного сжатия

Согласно наиболее распространённой точке зрения, звёзды образуются в результате гравитац. конденсации вещества межзвёздной среды. Необходимое для этого разделение межзвёздной среды на две фазы — плотные холодные облака и разреженную среду с более высокой темп-рой — может происходить под воздействием тепловой неустойчивости (инициируемой ионизацией космич. лучами и фотонами рентг. излучения) и неустойчивости Рэлея — Тейлора в межзвёздном магнитном поле. Газово-пылевые комплексы с массой $(10^5\text{—}10^6) M_{\odot}$, характерным размером $(10\text{—}100)$ пк и концентрацией частиц $n \sim 10^2 \text{ см}^{-3}$ действительно наблюдаются благодаря излучению ими радиоволн. Сжатие (коллапс) таких облаков требует определённых условий: гравитац. энергия связи частиц облака должна превосходить сумму энергии теплового движения частиц, энергии вращения облака как целого и магн. энергии облака (критерий Джинса). Если учи-

тывается только энергия теплового движения, то с точностью до множителя ≈ 1 критерий Джинса записывается в виде: $M > M_J \approx 150 T^{3/2} n^{-1/2} M_{\odot}$, где M — масса облака, T — темп-ра газа в К, n — число частиц в 1 см^3 . При типичных для совр. межзвёздных облаков темп-рах $T \approx (10\text{—}30)$ К могут сколлапсировать лишь облака с массой, не меньшей $10^3 M_{\odot}$. Критерий Джинса указывает, что для образования звёзд реально наблюдаемого спектра масс концентрация частиц в коллапсирующих облаках должна достигать $(10^3\text{—}10^6) \text{ см}^{-3}$, т. е. в $10\text{—}10^3$ раз превышать наблюдаемую в типичных облаках. Однако такие концентрации частиц могут достигаться в недрах облаков, уже начавших коллапс. Отсюда следует, что звездообразование происходит путём последовательной, осуществляющейся в неск. этапов, фрагментации массивных облаков. В этой картине естественно объясняется рождение звёзд группами — скоплениями. При этом всё ещё неясными остаются многие вопросы, относящиеся к тепловому балансу в облаке, полю скоростей в нём, механизму, определяющему спектр масс фрагментов.

Коллапсирующие объекты звёздной массы наз. протозвездами. Коллапс сферически-симметричной невращающейся протозвезды без магн. поля включает неск. этапов. В начальный момент времени облако однородно и изотермично. Оно прозрачно для собств. излучения, поэтому коллапс идёт с объёмными потерями энергии, гл. обр. за счёт теплового излучения пыли, к-рой передают свою кинетич. энергию частицы газа. В однородном облаке нет градиента давления и сжатие начинается в режиме свободного падения с характерным временем $t_f = (3\pi/32G\rho)^{1/2}$, где G — гравитационная постоянная, ρ — плотность облака. С началом сжатия возникает волна разрежения, перемещающаяся к центру со скоростью звука, а т. к. коллапс происходит быстрее там, где плотность выше, протозвезда разделяется на компактное ядро и протяжённую оболочку, в к-рой вещество распределяется по закону $\rho \sim r^{-2}$. Когда концентрация частиц в ядре достигает $\sim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ оно становится непрозрачным для ИК-излучения пылинок. Выделяющаяся в ядре энергия медленно просачивается к поверхности

благодаря лучистой теплопроводности. Темп-ра начинает повышаться почти адиабатически, это приводит к росту давления, и ядро приходит в состояние гидростатич. равновесия. Оболочка продолжает падать на ядро, и на его периферии возникает *ударная волна*. Параметры ядра в это время слабо зависят от общей массы протозвезды: $M_{\text{я}} \approx 5 \cdot 10^{-3} M_{\odot}$, $r_{\text{я}} \approx 10^2 R_{\odot}$, $\rho \approx 2 \cdot 10^{-10} \text{ г/см}^3$, $T_{\text{я}} \approx 200 \text{ К}$. По мере увеличения массы ядра за счёт аккреции, его темп-ра изменяется практически адиабатически, пока не достигает $T_{\text{я}} \approx 2000 \text{ К}$, когда начинается диссоциация молекул H_2 . В результате расхода энергии на диссоциацию, а не на увеличение кинетич. энергии частиц, значение показателя адиабаты γ становится меньше $4/3$, изменения давления не способны компенсировать силы тяготения и ядро повторно коллапсирует (см. *Гравитационный коллапс*). Образуется новое ядро с параметрами $M \approx 10^{-3} M_{\odot}$, $r \approx 1 R_{\odot}$, $\rho \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ г/см}^3$, $T \approx 2 \cdot 10^4 \text{ К}$, окружённое ударным фронтом, на которое аккрецируют остатки первого ядра. Подобная же перестройка ядра происходит при ионизации водорода.

Дальнейший рост ядра за счёт вещества оболочки продолжается до тех пор, пока всё вещество упадёт на звезду либо рассеется под действием давления излучения или звёздного ветра, если ядро достаточно массивно (см. *Звезда-кокон*). У протозвёзд с $M \lesssim 2 M_{\odot}$ характерное время аккреции вещества оболочки t_a меньше характерного времени сжатия ядер $t_{\text{кн}}$, поэтому в их излучении доминирует высвечивание на фронте ударной волны. У более массивных звёзд $t_a > t_{\text{кн}}$, поэтому их светимость определяется энерговыделением сжимающихся ядер.

Звезда, состоящая из ядра и оболочки, наблюдается как ИК-источник из-за переработки излучения в оболочке (пыль оболочки, поглощая фотоны УФ-излучения ядра, излучает в ИК-диапазоне). Когда оболочка становится оптически тонкой, протозвезда начинает наблюдаться как обычный объект звёздной природы. У наиболее массивных звёзд оболочки сохраняются до начала термоядерного горения водорода в центре звезды. Давление излучения ограничивает массу звёзд величиной, вероятно, $\approx (50-60) M_{\odot}$. Если даже и образуются

более массивные звёзды, то они оказываются пульсационно-неустойчивыми и могут потерять значит. часть массы на стадии горения водорода в ядре. Продолжительность стадии коллапса и рассеяния протозвёздной оболочки того же порядка, что и время свободного падения для родительского облака, т. е. 10^5-10^6 лет. Освещённые ядром сгустки тёмного вещества остатков оболочки, ускоренные звёздным ветром, отождествляются с объектами Херби-

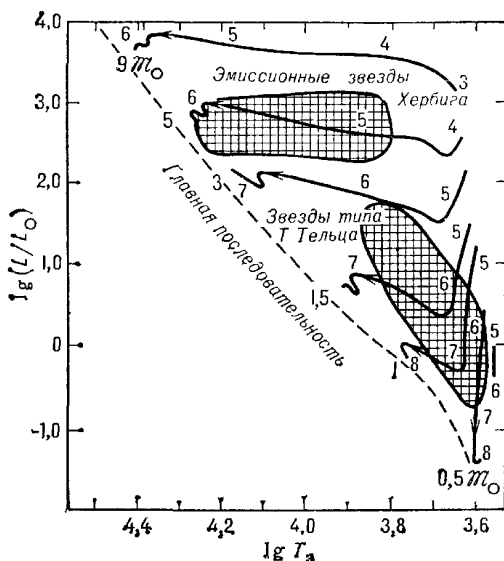


Рис. 1. Эволюционные треки ядер звёзд на стадии сжатия и выхода к главной последовательности на диаграмме Герцшпрунга — Расселла. Числа вдоль треков — логарифмы возраста звёзд (в годах), цифры вдоль штриховой линии — массы звёзд (в массах Солнца).

га — Аро (звездообразными сгущениями, имеющими эмиссионный спектр). Звёзды малых масс, когда они становятся видимыми, находятся в области Г.—Р. д., занимаемой звёздами типа Т Тельца (карликовыми *вспыхивающими звёздами*), более массивные — в области, где находятся эмиссионные звёзды Хербига (неправильные *переменные звёзды* ранних спектр. классов с эмиссионными линиями в спектрах).

Эволюц. треки ядер протозвёзд с постоянной массой на стадии гидростатич. сжатия показаны на рис. 1. У звёзд малых масс в момент, когда устанавливается гидростатич. равновесие, условия в ядрах таковы, что энергия в них переносится *конвекцией*. Расчёты показывают, что темп-ра поверхности

полностью конвективной звезды почти постоянна. Радиус звезды непрерывно уменьшается, т. к. она продолжает сжиматься. При неизменной темп-ре поверхности и уменьшающемся радиусе светимость звезды должна падать и на Г.—Р. д. этой стадии эволюции соответствуют вертикальные участки треков.

По мере продолжения сжатия темп-ра в недрах звезды повышается, вещество становится более прозрачным, и у звезд с $M \gtrsim 0,3 M_{\odot}$ возникают лучистые ядра, но оболочки остаются конвективными. Менее массивные звезды остаются полностью конвективными. Их светимость регулируется тонким лучистым слоем в фотосфере. Чем массивнее звезда и чем выше её эффективная темп-ра, тем больше у неё лучистое ядро (в звездах с $M > 3M_{\odot}$ лучистое ядро возникает сразу). В конце концов, практически вся звезда (за исключением поверхностной конвективной зоны у звезд с $M \lesssim 1,5 M_{\odot}$) переходит в состояние лучистого равновесия, при к-ром вся выделяющаяся в ядре энергия переносится излучением.

3. Эволюция на основе ядерных реакций

При темп-ре в ядрах $\sim 10^6$ К начинаются первые ядерные реакции — выгорают дейтерий, литий, бор. Первичное количество этих элементов настолько мало, что их выгорание практически не задерживает сжатия. Сжатие прекращается, когда темп-ра в центре звезды достигает $\sim 10^7$ К и загорается водород, т. к. энергии, выделяющейся при термоядерном горении водорода, достаточно для компенсации потерь на излучение (см. *Водородный цикл*). Однородные звезды, в ядрах к-рых горит водород, образуют на Г.—Р. д. начальную главную последовательность (НГП). Массивные звезды достигают НГП быстрее звезд малой массы, т. к. у них скорость потерь энергии на единицу массы, а следовательно, и темп эволюции выше, чем у маломассивных звезд. С момента выхода на НГП Э. з. происходит на основе ядерного горения, главные стадии к-рого суммированы в табл. Ядерное горение может происходить до образования элементов группы железа, у к-рых наибольшая среди всех ядер энергия связи. Эволюц. треки звезд на Г.—Р. д. изображены на рис. 2. Эволюция центральных значений темп-ры и плотности звезд показана на рис. 3. При $T \lesssim 18 \cdot 10^6$ К осн. источником энергии явл. реакции

водородного цикла, при больших T — реакции углерод — азотного (CNO) цикла (см. *Углеродный цикл*). Побочным эффектом CNO-цикла явл. установление равновесных концентраций нуклидов ^{14}N , ^{12}C , ^{13}C — соответственно $\approx 95\%$, $\approx 4\%$ и 1% по массе. Преобладание азота в слоях, где происходило горение

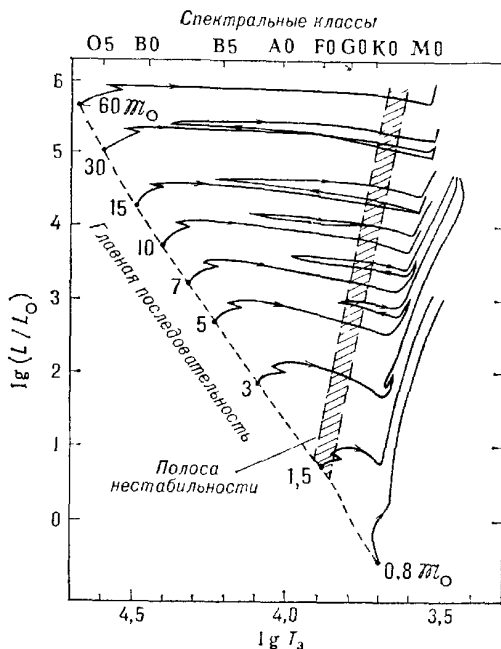


Рис. 2. Эволюционные треки звезд на стадиях ядерной эволюции до загорания гелия (для звезд с массой $M \lesssim 1,5 M_{\odot}$) или углерода (для более массивных звезд) в звездном ядре. Штриховая линия — начальная главная последовательность, штрих-пунктирные линии — границы полосы неустойчивости.

водорода, подтверждается результатами наблюдений *Вольфа — Райе звезд*, у к-рых эти слои оказываются на поверхности в результате потери внеш. слоёв. У звезд, в центре к-рых реализуется CNO-цикл ($M \gtrsim 1M_{\odot}$), возникает конвективное ядро. Причина этого в очень сильной зависимости энерговыделения от темп-ры: $\epsilon \sim T^{16} - T^{20}$. Поток же лучистой энергии $\sim T^4$ (см. *Стефана — Больцмана закон излучения*), следовательно, он не может перенести всю выделяющуюся энергию, и должна возникнуть конвекция, более эффективная, чем лучистый перенос. У наиболее массивных звезд конвекцией охвачено более 50% звезд звезды. Значение кон-

вективного ядра для эволюции определяется тем, что ядерное горючее равномерно истощается в области, значительно большей, чем область эффективного горения, в то время как у звёзд без конвективного ядра оно вначале выгорает лишь в малой окрестности центра, где темп-ра достаточно высока. Время выгорания водорода заключено в пределах от $\sim 10^{10}$ лет для $M \approx 1 M_{\odot}$ до $\approx 3 \cdot 10^6$ лет для $M \approx 50 M_{\odot}$. Время всех последу-

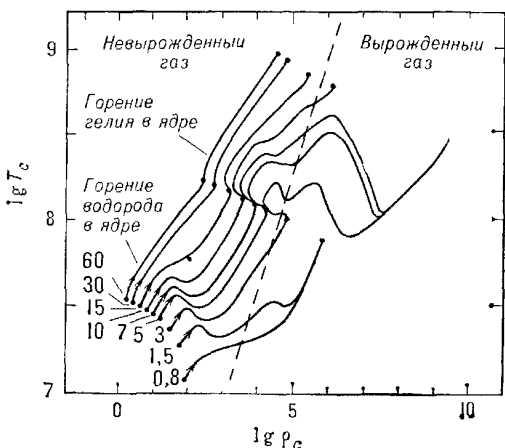


Рис. 3. Диаграмма «плотность в центре — температура в центре» ($\lg \rho_c - \lg T_c$) для звёзд на стадиях ядерной эволюции до загорания гелия (при $M \leq 1,5 M_{\odot}$) или углерода (для более массивных звёзд) в звёздном ядре. Штрих-пунктирная линия — граница области, в которой заметную роль начинает играть вырождение электронного газа.

ющих стадий ядерного горения не превосходит 10% времени горения водорода, поэтому звёзды на стадии горения водорода образуют на Г.—Р. д. наиболее густонаселённую область — главную последовательность (ГП). У звёзд с $M \leq 0,08 M_{\odot}$ темп-ра в центре никогда не достигает значений, необходимых для загорания водорода, они неограниченно сжимаются, превращаясь в «чёрные» карлики. Выгорание водорода приводит к увеличению ср. молекулярной массы вещества ядра, и поэтому для поддержания гидростатич. равновесия давление в центре должно возрастать, что влечёт за собой увеличение темп-ры в центре и градиента темп-ры по звезде, а следовательно, и светимости. К увеличению светимости приводит также и уменьшение непрозрачности вещества с ростом темп-ры. Ядро сжимается для поддержания условий ядерного энерговыделения с уменьшением содержания

водорода, а оболочка расширяется из-за необходимости перенести возросший поток энергии от ядра. На Г.—Р. д. звезда перемещается вправо от ГП. Уменьшение непрозрачности приводит к отмиранию конвективных ядер у всех звёзд, кроме наиболее массивных. Темп эволюции массивных звёзд наиболее высок, и они первыми покидают ГП. Время жизни на ГП составляет для звёзд с $M = 15 M_{\odot}$ ок. 10 млн. лет, с $M = 5 M_{\odot}$ ок. 70 млн. лет, а с $M \approx 1 M_{\odot}$ ок. 10 млрд. лет.

Когда содержание водорода в ядре уменьшается до $\approx 1\%$, расширение оболочек звёзд с $M > M_{\odot}$ сменяется общим сжатием звезды, необходимым для поддержания энерговыделения. Сжатие оболочки вызывает нагрев водорода в слое, прилегающем к гелиевому ядру, до темп-ры его термоядерного горения, и возникает слоевой источник энерговыделения. У звёзд с $M \leq M_{\odot}$, у к-рых в меньшей степени зависит от темп-ры и область энерговыделения не столь сильно концентрируется к центру, стадия общего сжатия отсутствует.

Э. з. после выгорания водорода зависит от их массы. Важнейшим фактором, влияющим на ход эволюции звёзд с $M \leq 2,5 M_{\odot}$, явл. вырождение газа электронов при больших плотностях. В вырожденном газе из-за большой плотности число квантовых состояний с малой энергией ограничено в силу принципа Паули и электроны заполняют квантовые уровни с высокой энергией, значительно превышающей энергию их теплового движения. Важнейшая особенность вырожденного газа состоит в том, что его давление p зависит лишь от плотности: $p \sim \rho^{5/3}$ для нерелятивистского вырождения и $p \sim \rho^{4/3}$ для релятивистского вырождения. Давление газа электронов намного превосходит давление газа ионов. Отсюда следует принципиальный для Э. з. вывод: поскольку сила тяготения, действующая на единицу объёма релятивистски вырожденного газа, $F \sim M \rho / R^2 \sim M^{1/3} \rho^{5/3}$, зависит от плотности так же, как и градиент давления $p/R \sim \rho^{4/3}/R \sim M^{-1/3} \rho^{5/3}$, должна существовать предельная масса M_q (см. Чандрасекара предел), такая, что при $M > M_q$ давление электронов не может противодействовать тяготению и начинается сжатие. Предельная масса

$m_c \approx 1,4m_\odot$. Граница области, в к-рой газ электронов вырожден, показана на рис. 3. У звёзд малых масс вырождение играет заметную роль уже в процессе образования гелиевых ядер.

Второй фактор, определяющий Э. з. на поздних стадиях, — это нейтринные потери энергии. В звёздных недрах при $T \sim 10^8 \text{K}$ осн. роль в рождении нейтрино играют: фотонейтринный процесс $\gamma + e^- \rightarrow e^- + \nu + \bar{\nu}$, распад квантов плазменных колебаний (плазмонов) на пары нейтрино — антинейтрино ($\nu, \bar{\nu}$), аннигиляция пар электрон — позитрон ($e^+ + e^- \rightarrow \nu + \bar{\nu}$) и урка-процесс (см. *Ядерная астрофизика*). Важнейшая особенность нейтрино состоит в том, что вещество звезды для них практически прозрачно и нейтрино беспрепятственно уносят энергию из звезды.

Гелиевое ядро, в к-ром ещё не возникли условия для горения гелия, сжимается. Темп-ра в слоевом источнике, прилежащем к ядру, увеличивается, скорость горения водорода возрастает. Необходимость переноса возросшего потока энергии приводит к расширению оболочки, на что тратится часть энергии. Поскольку светимость звезды не изменяется, темп-ра её поверхности падает, и на Г.—Р. д. звезда перемещается в область, занимаемую красными гигантами. Время перестройки звезды на два порядка величины меньше времени выгорания водорода в ядре, поэтому между полосой ГП и областью красных сверхгигантов мало звёзд. С уменьшением темп-ры оболочки возрастает её непрозрачность, вследствие этого появляется внеш. конвективная зона и возрастает светимость звезды.

Отвод энергии из ядра посредством теплопроводности вырожденных электронов и нейтринных потерь у звёзд с $m \lesssim 2,5 m_\odot$ оттягивает момент загорания гелия. Темп-ра начинает заметно расти лишь тогда, когда ядро становится почти изотермичным. Горение ${}^4\text{He}$ определяет Э. з. с момента, когда энерговыделение превышает потери энергии путём теплопроводности и излучения нейтрино. Это же условие относится к горению всех последующих видов ядерного топлива.

Примечательная особенность звёздных ядер из вырожденного газа, охлаждаемых нейтрино, — это «конвергенция» — сближение треков, к-рые характеризуют соотношение плотности ρ_c

и темп-ры T_c в центре звезды (рис. 3). Скорость энерговыделения при сжатии ядра определяется скоростью присоединения вещества к нему через слоевой источник, к-рая зависит только от массы ядра при данном виде топлива. В ядре должен поддерживаться баланс притока и оттока энергии, поэтому в ядрах звёзд устанавливается одинаковое распределение темп-ры и плотности. К моменту загорания ${}^4\text{He}$ масса ядра $m_c \approx 0,4\text{--}0,5 m_\odot$ в зависимости от содержания тяжёлых элементов. В ядрах из вырожденного газа загорание ${}^4\text{He}$ имеет характер теплового взрыва, т. к. энергия, выделяющаяся при горении, идёт на увеличение энергии теплового движения электронов, но давление с ростом темп-ры почти не изменяется до тех пор, пока тепловая энергия электронов не сравняется с энергией вырожденного газа электронов. Тогда вырождение снимается и ядро быстро расширяется — происходит гелиевая вспышка. Гелиевые вспышки, вероятно, сопровождаются потерей звёздами вещества. У шаровых звёздных скоплений, где массивные звёзды уже давно закончили эволюцию и красные гиганты имеют массы $\approx 1 m_\odot$, звёзды на стадии горения гелия находятся на горизонтальной ветви Г.—Р. д.

В гелиевых ядрах звёзд с $m > 2,5 m_\odot$ газ не вырожден, ${}^4\text{He}$ загорается спокойно, но ядра также расширяются из-за возрастания T_c . У наиболее массивных звёзд загорание ${}^4\text{He}$ происходит ещё тогда, когда они явл. голубыми сверхгигантами. Расширение ядра ведёт к уменьшению ρ и T в области водородного слоевого источника, и светимость звезды после гелиевой вспышки падает. Для поддержания теплового равновесия оболочка сжимается, и звезда уходит из области красных сверхгигантов. Когда ${}^4\text{He}$ в ядре истощается, снова начинается сжатие ядра и расширение оболочки, звезда опять становится красным сверхгигантом. Образуется слоевой источник горения ${}^4\text{He}$, к-рый доминирует в энерговыделении. Снова возникает внеш. конвективная зона. По мере выгорания гелия и водорода толщина слоевых источников уменьшается. Тонкий слой горения гелия оказывается термически неустойчивым, т. к. при очень сильной чувствительности энерговыделения к темп-ре ($\mathcal{E} \sim T^{40}$) теплопроводность вещества недостаточна для того, чтобы погасить

тепловые возмущения в слое горения. При тепловых вспышках в слое возникает конвекция. Если она проникает в слои, богатые водородом, то в результате медленного процесса *нейтронного захвата* (s -процесса, см. *Ядерная астрофизика*) синтезируются элементы с атомными массами $A \lesssim 209$ от ^{22}Ne до ^{209}Bi .

Давление излучения на пыль и молекулы, образующиеся в холодных протяжённых оболочках красных сверхгигантов, приводит к непрерывной потере вещества со скоростью до $(10^{-6} - 10^{-5}) M_{\odot}$ в год (см. *Истечение вещества из звёзд*). Непрерывная потеря массы может дополняться потерями, обусловленными неустойчивостью слоевого горения или пульсациями, что может привести к выбросу одной или неск. оболочек. Когда количество вещества над углеродно-кислородным ядром становится меньше некоего предела, оболочка для поддержания темп-ры в слоях горения вынуждена сжиматься до тех пор, пока сжатие способно поддерживать горение; звезда на Г.—Р. д. смещается почти горизонтально влево. На этом этапе неустойчивость слоёв горения также может приводить к расширению оболочки и потере вещества. Пока звезда достаточно горяча, она наблюдается как ядро *планетарной туманности* с одной или неск. оболочками. Когда слоевые источники смещаются к поверхности звезды настолько, что темп-ра в них становится ниже необходимой для ядерного горения, звезда охлаждается, превращаясь в белый карлик с $M < 1,4 M_{\odot}$, излучающий за счёт расхода тепловой энергии ионного компонента его вещества. Характерное время охлаждения белых карликов $\sim 10^9$ лет. Нижняя граница масс одиночных звёзд, превращающихся в белые карлики, неясна, она оценивается в $3-6 M_{\odot}$. У звёзд с $M < 8 M_{\odot}$ электронный газ вырождается на стадии роста углеродно-кислородных (C,O-) ядер звёзд. Как и в гелиевых ядрах звёзд, из-за нейтринных потерь энергии происходит «конвергенция» условий в центре и к моменту загорания углерода в C,O-ядре $M_c \approx 1,4 M_{\odot}$, $T_c \approx 3 \cdot 10^8 \text{ K}$, $\rho_c \approx 2 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$. Загорание ^{12}C при таких условиях, скорее всего, имеет характер взрыва и приводит к полному разрушению звезды. Полного разрушения может не произойти, если $\rho_c \gtrsim 5 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$. Такая плотность достижима, когда скорость роста

ядра определяется аккрецией вещества спутника в тесной двойной системе.

4. Конечные стадии эволюции

У звёзд с $M > 8 M_{\odot}$ могут, в принципе, в центральной области последовательно выгореть кислород, неон, магний, сера, кремний и образоваться ядро, состоящее из элементов группы железа — от Sc до Ni. Условия в центре звезды при этом таковы, что загорание каждого очередного элемента происходит, когда масса ядра звезды, состоящего из этого элемента, близка к M_c . Звезда приобретает структуру, подобную «луковице»: «железное» ядро окружено многочисл. слоями из продуктов ядерного горения на предыдущих стадиях. После образования «железного» ядра, а в нек-рых случаях и раньше, происходит гравитац. коллапс — потеря звездой гидродинамич. устойчивости, когда показатель адиабаты γ становится меньше $4/3$, т. к. при этом увеличение давления, обусловленное ростом плотности, не способно остановить сжатие. Причиной понижения γ могут быть: захват электронов ядрами ^{20}O и ^{24}Mg в O—Ne—Mg-ядре звёзд с массой $(8-12) M_{\odot}$, фотодиссоциация (с большой затратой энергии) ядер железа $^{56}\text{Fe} = 13^4\text{He} + 4n$ у звёзд с $M \approx (12-90) M_{\odot}$, рождение пар $e^+ + e^-$ в C,O-ядрах звёзд с $M \gtrsim 90 M_{\odot}$. В последнем случае в ходе коллапса происходит детонация кислорода, к-рая приводит к полному разлёту вещества звезды. В результате коллапса достигаются плотности $\rho \sim 10^{12} \text{ г/см}^3$, при к-рых энергетически выгодна *нейтронизация* вещества. Для вырожденного газа нейтронов $\gamma = 5/3$ и его давление может противостоять тяготению, если $M < 2 M_{\odot}$. В этом случае образуется *нейтронная звезда*. При $M \gtrsim 2 M_{\odot}$ коллапс неограничен и звезда превращается в *чёрную дыру*. При остановке коллапса у границы нейтронной звезды возникает ударная волна, к-рая, распространяясь наружу, вызывает сброс оболочки (см. *Сверхновые звёзды*).

Целый комплекс процессов, сопровождающих термоядерные взрывы в ядрах и гравитац. коллапс, ещё не до конца ясен и требует дальнейшего изучения. Это — кинетика ядерных реакций и догорание остатков ядерного топлива, к-рое в принципе может остановить коллапс, перенос энергии, нейтринные процессы, роль магн. процессов

Основные стадии ядерной эволюции звёзд

Ядерное топливо	Продукты горения	Характерная темп-ра, К	Энерговыделение, эрг/г	Частицы, осуществляющие основной отвод энергии	Продолжительность, % от времени жизни звезды
H	He	$(1-3) \cdot 10^7$	$7 \cdot 10^{18}$	фотоны	$\approx 90\%$
He	C, O	$2 \cdot 10^8$	$7 \cdot 10^{17}$	фотоны	$\leq 10\%$
C	Ne, Na, Mg	$1 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^{17}$	нейтрино	$< 1\%$
Ne	O, Mg	$1,3 \cdot 10^9$	$1 \cdot 10^{17}$	—	—
O	Элементы от Si до Ca	$1,8 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^{17}$	—	—
Si	Элементы от Sc до Ni	$3,4 \cdot 10^9$	$2 \cdot 10^{17}$	—	—

и вращения, механизмы передачи энергии от ядра к оболочке. Тем не менее можно утверждать, что явления, сопровождающие взрывное горение ^{12}C и гравитационный коллапс массивных звёзд, при к-рых выделяется энергия $\sim 10^{51}$ эрг в виде излучения и кинетич. энергии сброшенной оболочки и $\sim (10^{53}-10^{54})$ эрг в виде нейтрино и антинейтрино, удовлетворительно объясняют наблюдаемые вспышки сверхновых II типа. Продукты взрыва — молодые нейтронные звёзды, излучающие за счёт кинетич. энергии вращения, в течение первых 10^5-10^6 лет своего существования наблюдаются как *пульсары*. Статистич. оценки численности пульсаров указывают на то, что в них превращаются все звёзды с $M \gtrsim (6-10) M_{\odot}$, это грубо согласуется с предсказаниями теории и с наблюдаемым числом сверхновых звёзд.

Причина вспышек сверхновых I типа, к-рые происходят в звёздных системах, где в настоящее время заканчивают эволюцию старые объекты с $M \approx M_{\odot}$, всё ещё до конца не ясна.

При взрывах сверхновых происходит синтез тяжёлых элементов, к-рые затем выбрасываются в межзвёздное пространство вместе с элементами, синтезированными в ходе предшествующей эволюции. Это определяет важнейшее космогонич. значение сверхновых звёзд.

В ходе эволюции в оболочке звезды могут возникнуть условия, при к-рых зона частичной двукратной ионизации гелия способна при сжатии звезды поглощать энергию (она идёт на ионизацию), а при расширении — высвобождать её, поддерживая пульсации. Границы области, в к-рой действует этот механизм, определяют на Г.—Р. д. полосу неустойчивости (рис. 2), в к-рую попадают многие типы пульсирующих звёзд: цефеиды, звёзды типа δ Щита,

RR Лиры и др. (см. *Пульсации звёзд*). Аналогичным образом зона неполной ионизации водорода может, вероятно, поддерживать неустойчивость долгопериодич. переменных типа Миры Кита.

Совр. теория Э. з. способна объяснить общий ход развития звёзд и находится в удовлетворительном качеств. и количеств. согласии с данными наблюдений. В дальнейшем теория должна учесть влияние вращения (см. *Вращение звёзд*) и магн. поля, роль к-рых может быть особенно важной в процессе образования звёзд и на быстрых стадиях эволюции, таких, напр., как взрывы сверхновых звёзд. Особую проблему представляет Э. з. в тесных двойных системах, где на эволюцию влияет обмен веществом между компонентами (см. *Эволюция тесных двойных звёзд*).

Лит.: Каплан С. А., Физика звёзд, 3 изд., М., 1977; Шкловский И. С., Звёзды. Их рождение, жизнь и смерть, 2 изд., М., 1977; Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., Теория тяготения и эволюция звёзд, М., 1971; Происхождение и эволюция галактик и звезд, М., 1976; На переднем крае астрофизики, пер. с англ., М., 1979, гл. 4.

Л. Р. Юнгельсон.

ЭВОЛЮЦИЯ ТЕСНЫХ ДВОЙНЫХ ЗВЁЗД. Тесными двойными звёздами (ТДЗ) наз. двойные звёзды, компоненты к-рых активно взаимодействуют между собой, обмениваясь веществом. Обмен веществом особенно интенсивен, если компоненты при эволюции заполняют *полости Роша* и вещество может перетекать от одной звезды к другой без затрат энергии. Практически все затменные двойные и спектрально-двойные звёзды явл. в этом смысле тесными. Э. т. д. з. определяется гл. обр. обменом веществом между компонентами, к-рый ведёт к потере системой части вещества, изменению масс и орбитального периода компонентов. В результате Э. т. д. з. её компоненты могут стать *белыми карликами*, *нейтронными звёздами* или *чёрными ды-*

рами. Аккреция вещества на эти компактные тела ведёт к выделению больших количеств гравитац. и ядерной энергии. Выделяющаяся энергия покидает систему гл. обр. в виде эл.-магн. излучения (оптич., УФ-, рентгеновского), испускаемого как в стационарном, так и нестационарном режиме. Такова, согласно теории, природа симбиотических, новых и новоподобных звёзд (см. *Нестационарные звёзды*), а также ТДЗ — источников рентг. излучения. Обмен веществом между компонентами ведёт к необычным для одиночных звёзд сочетаниям радиуса, светимости и массы, что позволяет объяснить происхождение компонентов двойных звёзд типа Алголя, Вольфа — Райе (WR) и др. Все эти обстоятельства делают проблему Э. т. д. з. одной из основных в совр. астрофизике.

Теория Э. т. д. з. опирается на теорию эволюции одиночных звёзд (см. *Эволюция звёзд*). Открытие в двойных системах звёзд на разных стадиях развития (хотя звёзды системы образовались практически одновременно) потребовало более глубокого теоретич. исследования путей Э. т. д. з. Был создан ряд «сценариев» эволюции звёзд. «Сценарий» явл. попыткой представить на основе полученной из наблюдений и теоретической информации логически согласов. картину Э. т. д. з., начиная, как правило, от двух звёзд *главной последовательности* и до образования конечных продуктов эволюции.

В теории Э. т. д. з. важную роль играет понятие полости Роша — пространства, ограниченного одной из эквипотенциальных поверхностей двойной звёздной системы.

Вещество одного компонента системы может через т. н. первую точку Лагранжа, находящуюся на внутр. критич. поверхности Роша, перетекать без затрат энергии в полость соседнего компонента в виде сравнительно тонкой струи. Если размеры др. компонента сравнимы с размерами его полости Роша, то эта струя попадает непосредственно в звезду, образуя на её поверхности горячее пятно. Если же размеры второго компонента меньше примерно трети его полости Роша, то из-за наличия момента импульса вещество, потерянное первым компонентом, образует кольцо или диск около второй звезды. Если полости Роша обоих компонентов заполнены, что случается, когда аккрецирующий

компонент не может принять всё вещество, потерянное звездой-спутником, то вокруг системы образуется общая оболочка, в к-рую погружена ТДЗ.

Эволюция массивных тесных двойных звёзд (МТДЗ)

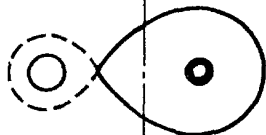
Эволюция одиночных массивных звёзд ($M \gtrsim 10M_{\odot}$) приводит к вспышке *сверхновой звезды* и образованию компактного остатка в виде *нейтронной звезды* или *чёрной дыры* (см. *Гравитационный коллапс*). Эволюция массивных ТДЗ идёт более сложными путями. Результаты расчёта эволюции схематически изображены на рис. 1. До момента заполнения полости Роша эволюция массивной звезды, входящей в тесную двойную, практически не отличается от эволюции одиночной звезды такой же массы M (1.1 на рис. 1). С истощением водорода, выгоревшего в результате термоядерных реакций, ядро более массивного компонента становится почти чисто гелиевым с небольшой примесью тяжёлых элементов. Оболочка звезды расширяется в тепловой шкале времени ($\sim 10^4$ лет), и звезда заполняет полость Роша (1.2). Вещество этой звезды (первого компонента ТДЗ) через точку L_1 поступает в полость Роша второго компонента. Расстояние между компонентами в ходе обмена меняется. Если общая масса и орбитальный угловой момент системы сохраняются, то изменения расстояния между компонентами могут быть описаны аналитически. Обмен веществом продолжается до тех пор, пока вещество практически всей оболочки исходного хим. состава будет передано звезде-спутнику. Остаток (почти чисто гелиевая звезда) с массой $M_{\text{He}}/M_{\odot} \approx 0,1 (M/M_{\odot})^{1,4}$ быстро сжимается, и её радиус становится меньше размера полости Роша (1.3). Обмен веществом прекращается. Сжатие остатка с началом горения гелия в ядре сменяется медленным расширением. *Эффективные температуры* гелиевых звёзд на стадии горения гелия $\sim 10^5$ К. Такие темп-ры и светимости типичны для *Вольфа — Райе звёзд*, известных активной потерей вещества (большая часть этого вещества вообще покидает ТДЗ). Время жизни гелиевых звёзд $\approx (2-3) \cdot 10^5$ лет. Потерей вещества на этой стадии можно объяснить причину существования двух типов звёзд Вольфа — Райе: азотных и углеродных. Содержание углерода на поверхности молодой звезды

1.1 $T \approx 3 \cdot 10^6$ лет, $N \approx 10^4$



Две звезды главной последовательности

1.2 $T \approx 10^4$ лет, $N \approx 30$



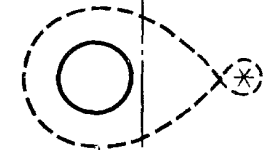
Более массивная звезда с гелиевым ядром заполняет полость Роша

1.3 $T \approx 2 \cdot 10^5$ лет, $N \approx 500$



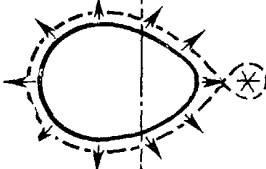
Гелиевая звезда Вольфа-Райе в паре с О,В- звездой

1.4 $T \approx 3 \cdot 10^6$ лет, $N \approx 10^4$



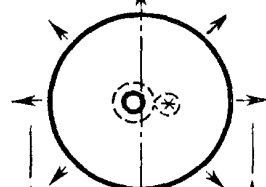
Нейтронная звезда или черная дыра в паре с О,В- звездой после взрыва сверхновой. Пространственная скорость системы $v_{пр}$ до 100 км/с

1.5 $T \approx 10^4 - 10^5$ лет, $N \approx 10^2$



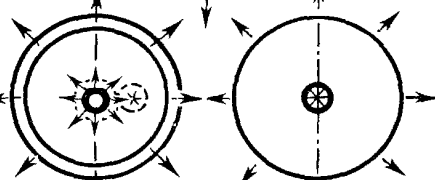
О,В- сверхгигант почти заполняет полость Роша. Аккреция на компактный спутник приводит к появлению рентгеновского излучения с $L_X \approx 10^3 - 10^4 L_\odot$

1.6 $T \approx 10^4$ лет, $N \approx 30$



Гелиевое ядро с компактным спутником внутри общей оболочки, теряющей вещество с поверхности

1.9 $T \approx 2 \cdot 10^4$ лет, $N \approx 50$
Звезда Вольфа-Райе, окруженная расширяющейся туманностью

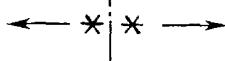


1.7 $T \approx 10^6$ лет, $N \approx 3 \cdot 10^3$
Красный (инфракрасный) сверхгигант с компактным ядром

1.10 $T \approx 2 \cdot 10^5$ лет, $N \approx 500$
Звезда Вольфа-Райе с компактным спутником, $v_{пр}$ до 100 км/с



1.11 $T \approx 10^{10}$ лет, $N \approx 10^8$
Два гравитационно не связанных компактных объекта с $v_{пр}$ до 500 км/с



1.8 $T \approx 10^{10}$ лет, $N \approx 10^8$
Одиночный компактный объект с $v_{пр}$ до 100 км/с

Рис. 1. Эволюционный «сценарий» для массивных тесных двойных звезд: T — время жизни, N — ожидаемое число объектов данного типа в Галактике. Полость Роша указана штриховой линией, штрих-пунктирной линией — положение центра масс.

Вольфа — Райе понижено, т. к. это вещество находилось ранее в зоне горения водорода в недрах массивной звезды. При этом практически весь углерод превращается в азот. Это объясняет причину избытка азота в азотных звёздах Вольфа — Райе. В ходе потери вещества оболочка сбрасывается и обнажаются слои, обогащённые углеродом в результате горения гелия в недрах звезды Вольфа — Райе. Такая звезда превращается в углеродную звезду Вольфа — Райе.

После выгорания гелия ядро начинает снова сжиматься и его температура повышается, что вызывает термоядерную реакцию горения углерода. Температура горения столь высока, что рождающиеся в термоядерных реакциях *нейтрино*, для к-рых вещество звезды прозрачно, становятся осн. охлаждающим агентом вещества в области горения. В этих условиях выгорание углерода и последующих видов ядерного горючего (вплоть до железа) происходит всего за тысячи лет. Истощение ядерного горючего в недрах массивных звёзд ведёт неизбежно к коллапсу ядра, вспышке сверхновой и образованию остатка в виде нейтронной звезды или чёрной дыры. Часть вещества теряется системой при взрыве в виде рассеивающейся оболочки; при этом вещество уносит нек-рый импульс, связанный с орбитальным движением предсверхновой. В результате взрыва двойная звёздная система (1.4), к-рая в большинстве случаев сохраняется, приобретает пространств. скорость до 100 км/с в направлении, обратном импульсу сброшенной оболочки. В этой системе нейтронная звезда солнечной массы (если она не наблюдается как пульсар) будет практически необнаружима рядом с массивным оптич. компонентом, к-рый будет казаться одиночным. Лишь высокая пространств. скорость оптич. наблюдаемого компонента, совершенно не типичная для звёзд этих масс, будет свидетельствовать о происшедшей в системе вспышке сверхновой (см. *Праци эффект*). Такие быстрые «одиночные» звёзды составляют почти треть всех массивных звёзд.

Массивные звёзды теряют вещество со скоростью 10^{-7} — $10^{-6} M_{\odot}$ в год. Часть его перехватывается и аккрецируется компактными спутником, вокруг к-рого возникает *аккреционный диск* с температурой $\sim 10^7$ К — источник рентг. излучения.

Но оно, как показали оценки, очень слабо, пока оптич. компонент находится глубоко внутри полости Роша. Если же звезда близка к заполнению полости Роша, то её рентг. светимость может достигать $\sim 10^3$ — $10^4 L_{\odot}$. Подобную рентг. светимость имеют источники типа Cen X-3 (ТДЗ типа 1.5).

Заполнение полости Роша оптич. компонентом приводит к образованию общей оболочки (1.6) вокруг двойного ядра, состоящего из гелиевого ядра оптич. компонента и нейтронной звезды. Эволюция МТДЗ на этой стадии пока не поддаётся адекватному численному исследованию. Можно только указать на неизбежность интенсивной потери вещества с поверхности общей оболочки, вызванной торможением орбитального движения компонентов двойного ядра в общей оболочке. Наблюдаются неск. нестационарных звёзд (η Car, P Cyg и др.) с крайне большой скоростью потери вещества (до $\sim 10^{-3} M_{\odot}$ в год), что, возможно, связано с эволюцией МТДЗ на этой стадии.

В зависимости от орбитального периода системы в момент заполнения оптич. компонентом её полости Роша возможно либо образование из двойной звезды одиночной массивной звезды с нейтронным ядром (1.7), либо сброс оболочки оптич. компонента, в результате к-рого образуется звезда Вольфа — Райе в паре с нейтронной звездой солнечной массы (1.9). Эволюция звезды с нейтронным ядром численно пока не изучена. Вероятно, она приводит к потере оболочки за время, не превышающее миллион лет, и к образованию нейтронной звезды (1.8). Если двойственность системы сохранится (1.9), то первые неск. десятков тысяч лет молодая азотная звезда Вольфа — Райе будет окружена обнаружимой кольцевой туманностью — остатком общей оболочки (1.9). Девять подобных туманностей были обнаружены около «одиночных» азотных звёзд Вольфа — Райе. После рассеяния оболочки, через $\approx 30\,000$ лет, звезда останется «одиночной» быстрой звездой Вольфа — Райе (1.10). Пространственную скорость $v_{\text{пр}} \approx 100$ км/с этих звёзд трудно обнаружить непосредственно из-за большой ширины их спектр. линий (см. *Лучевая скорость*), но такие звёзды могут удаляться от плоскости Галактики на расстояния до ≈ 150 пк. Спец. исследование показало, что «одиночные» звёзды

WR действительно имеют большое (≈ 130 пк) ср. расстояние от плоскости Галактики. В то же время ср. расстояние обычных медленных O-звёзд и звёзд Вольфа — Райе с массивным компонентом ≈ 60 пк.

Истощение ядерного топлива (теперь уже в недрах др. компонента) ведёт ко второму взрыву сверхновой в системе. При этом МТДЗ должна неизбежно распасться, если исходные массы компонентов были, как обычно, почти равны (1.11). Причина распада состоит в том, что взрывается более массивный компонент и в процессе взрыва система теряет значит. массу. Если исходное отношение масс компонентов было велико, то система может сохраниться после второго взрыва, что, вероятно, объясняет появление пульсаров в двойной системе. Однако вероятность такого события невелика, поскольку большую часть углового орбитального момента звезда должна была потерять на стадии с общей оболочкой (1.6); система перед взрывом может быть очень тесной, а орбитальная скорость нейтронной звезды может достигать ≈ 500 км/с. После распада эта нейтронная звезда — будущий радиопульсар — сохранит большую часть орбитальной скорости. Большие (как правило) пространств. скорости и ср. расстояния от плоскости Галактики пульсаров могут быть объяснены тем, что осн. часть пульсаров явл. остатками эволюции МТДЗ.

Эволюция тесных двойных звёзд средних масс

Эволюция звёзд средних масс ($m_{\odot} \lesssim m \lesssim 10m_{\odot}$) заканчивается обычно образованием вырожденных звёзд-карликов. Общая постановка задачи при численном исследовании эволюции тесных двойных звёзд ср. масс остаётся такой же, как и при изучении эволюции МТДЗ. Эволюц. «сценарий» для этих звёзд приведён на рис. 2.

Снова более массивная звезда первой заполняет свою полость Роша и после быстрой стадии обмена теряет оболочку, к-рая частично аккрецируется второй звездой, а частично теряется системой. При этом вероятно образование на короткое время общей оболочки (2.2). Оболочка остатка, богатая водородом, медленно расширяется (2.3), а её вещество поступает через точку L_1 в полость спутника. Примечательно, что светимость заполняющего полость Роша компонента в 10—10 000 раз больше,

чем светимость звезды исходного хим. состава той же массы. Такие звёзды известны и наз. звёздами типа Алголя (β Персея). Эволюция первого компонента кончается образованием гелиевого карлика с $m_{\text{He}} \lesssim 0,45 m_{\odot}$, если его исходная масса не превышала $\approx 3m_{\odot}$, либо углеродно-кислородного вырожденного карлика для звёзд больших начальных масс.

Таким образом возникают ТДЗ, состоящие из звезды главной последовательности и вырожденного гелиевого или углеродно-кислородного компактного карлика с массой (0,1—1,3) $m_{\odot}$ и радиусом $\sim 0,01 R_{\odot}$. Такие звёзды широко распространены в Галактике (спектрально-двойные звёзды с одним видимым компонентом), хотя и трудно обнаружимы, поскольку карлик почти не излучает, а его размеры невелики для того, чтобы затмевать спутник.

Заполнение полости Роша компонентом, ставшим более массивным, ведёт снова к образованию общей оболочки (2.5). После её рассеяния остаётся карлик в паре со звездой, заполняющей свою полость Роша (2.6). Вещество перетекает от неё к карлику вследствие постепенного расширения оболочки из-за термоядерного горения водорода в слоевом источнике. После истощения богатой водородом оболочки и этот компонент превратится в вырожденный углеродный или гелиевый карлик.

Итак, результатом Э. т. д. з. с массами компонентов не более $10 m_{\odot}$ будет, как правило, тесная система, состоящая из двух вырожденных карликов. Для ТДЗ, состоящей из вырожденного карлика и невырожденной звезды с массами $\approx m_{\odot}$ (2.4), причиной заполнения полости Роша может быть не только эволюц. расширение невырожденного компонента, но и потеря орбитального момента путём гравитационного излучения или с веществом магн. звёздного ветра (2.10). Таким образом возникает система (2.6, 2.10), состоящая из звезды, заполняющей полость Роша, и компактного карлика. Подобная модель явл. основой для решения целого ряда задач, связанных с нестационарными ТДЗ. Нестационарной может быть ТДЗ, в к-рой звезда, заполняющая полость Роша, имеет конвективную оболочку. Потеря вещества этой звездой может существенно меняться со временем, вызывая изменения яркости системы. В др. случаях вещество,

потерянное заполняющим полость Роша компонентом, может накапливаться в кольце около карлика и время от времени сбрасываться на карлик, вызывая увеличение его яркости, подобно тому, как это происходит, вероятно, со звёздами типа U Gem. Но часто аккреция ведёт к образованию стационарного диска вокруг карлика. Причины двух различных режимов аккреции активно изучаются, но пока не ясны.

Движущей силой эволюции карликовых двойных звёзд типа U Gem явл., вероятно, магн. звёздный ветер, вызывающий потерю орбитального углового момента системы. Интенсивность магн. звёздного ветра определяется в основном скоростью вращения звезды-карлика, заполняющей свою полость Роша.

Аккреция богатого водородом вещества вырожденным углеродно-кислородным карликом ведёт к возобновлению

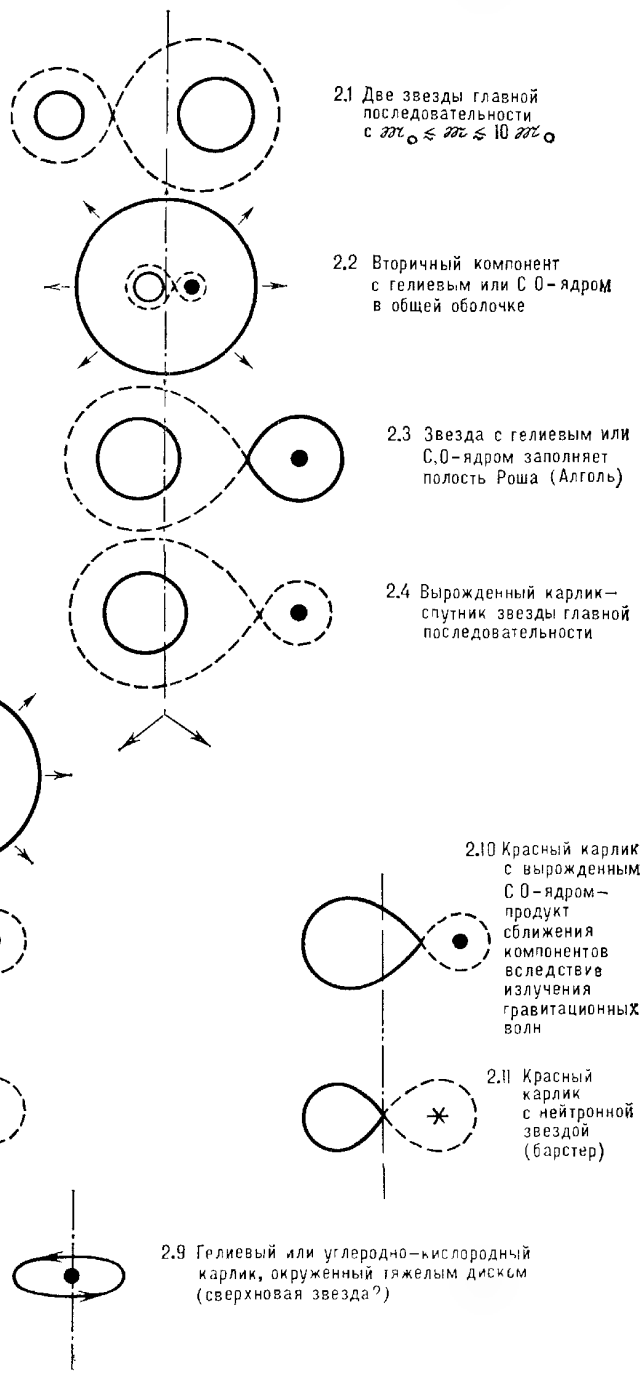


Рис. 2. Эволюционный «сценарий» для тесных двойных звёзд средних масс. Штриховой линией показана полость Роша, штрих-пунктирной — положение центра масс.

активности водородного слоевого источника. Расчёты показали, что если темп аккреции составляет $10^{-7}—10^{-6} \mathcal{M}_{\odot}$ в год, то водород и гелий сгорают в нижнем слое оболочки стационарно и общая масса водорода в оболочке не меняется (сгорающий водород компенсируется поступающим). При сгорании массы $\sim 10^{-7}—10^{-6} \mathcal{M}_{\odot}$ в год выделяется энергия, достаточная для поддержания светимости вырожденного карлика на уровне $\sim 10^3—10^4 L_{\odot}$. Поскольку размеры карлика невелики ($\sim 10^9$ см), его эффективная темп-ра остаётся высокой ($\sim 10^5$ К). Если вблизи такого карлика находится звезда — холодный гигант, теряющий вещество, то УФ-излучение горячего карлика способно ионизовать газ, истекающий из звезды-гиганта. Часть УФ-излучения карлика будет перерабатываться разреженным газом в оптич. излучение (должны наблюдаться яркие эмиссионные спектр. линии). Эта модель объясняет осн. св-ва симбиотич. звёзд, оптич. излучение к-рых сочетает в себе тепловое излучение с температурой около 3000 К (холодный гигант) и излучение горячего разреженного газа с температурой $\sim 10^4$ К.

Если темп аккреции вещества углеродно-кислородным карликом не превосходит $\sim 10^{-7} \mathcal{M}_{\odot}$ в год, то слоевой источник горения водорода становится вырожденным. В режиме накопления оболочки холодный водород не горит, а темп-ра на дне оболочки постепенно увеличивается (по мере увеличения массы слоя). По достижении темп-ры, достаточной для горения водорода, происходит термоядерный взрыв. Этот взрыв при определённых условиях может привести к сбросу практически всей накопленной к этому времени оболочки ($\mathcal{M}_{\text{обол.}} \sim 10^{-5}—10^{-3} \mathcal{M}_{\odot}$). Энергия взрыва, вызывающего сброс, должна составить $\sim 10^{45}—10^{47}$ эрг (в этом случае выделившаяся энергия превысит энергию связи вещества на поверхности карлика $\sim 10^{17}$ эрг/г). Чтобы горение водорода приобрело форму взрыва, содержание элементов С, N, O (катализаторов горения) должно примерно в 10 раз превысить норм. содержание этих элементов.

Наблюдения подтвердили повышенное обилие указанных элементов в оболочках *новых звёзд*. Причина увеличения обилия элементов С, N, O состоит, вероятно, в происходящих время

от времени взрывах накапливаемого на поверхности карлика слоя гелия. При этом происходит обогащение оболочки элементами (С, N, O) — продуктами горения гелия. Максимально достижимая (теоретически) частота вспышек (примерно одна в 10 лет) сравнима с наблюдаемой частотой взрывов повторных новых при темпе аккреции $\sim 10^{-7} \mathcal{M}_{\odot}$ в год. При меньших скоростях аккреции вспышки становятся реже и мощней.

Масса вырожденного карлика в ходе аккреции растёт, что вызывает его сжатие и постепенное увеличение температуры в его центре. Если температура карлика становится достаточной для горения гелия (для гелиевого карлика) или углерода (для углеродно-кислородного карлика), то происходит взрыв сверхновой звезды. Гелиевый карлик при этом полностью разлетается, а углеродно-кислородный оставляет нейтронную звезду. Аккреция вещества нейтронной звездой (2.11) ведёт к возникновению источника рентгеновского излучения.

Эта модель может объяснить осн. свойства рентг. *барстеров*. Нестационарная аккреция в накопительном режиме ведёт в этом случае к возникновению временных источников рентгеновского излучения, к-рые явл. рентгеновскими аналогами всыхивающих звёзд типа U Gem.

Излучение гравитац. волн полностью определяет эволюцию систем из двух вырожденных карликов (2.7) с орбитальным периодом $\lesssim 10$ ч. При этом скорость обмена веществом между компонентами будет определяться потерей момента количества движения (углового момента) вследствие излучения гравитац. волн (2.8). Сравнение теоретич. оценок скоростей обмена веществом ряда короткопериодич. катаклизмич. переменных типа Z Cha, WZ Sge, TT Aгi с наблюдаемыми показало, что ведущим эволюционным фактором этих ТДЗ может быть излучение гравитационных волн.

Необычная ситуация складывается при Э. т. д. з., состоящей из вырожденных карликов сравнимых масс, если сближение компонентов происходит в результате излучения системой гравитац. волн (2.7). Поскольку вырожденная звезда меньшей массы имеет больший размер, она первой заполнит свою полость Роша. Теперь в ходе потери ве-

щества её радиус будет увеличиваться, а радиус её полости Роша практически не меняется, пока массы компонентов сравнимы. Это может привести к образованию тяжёлого вырожденного диска вокруг более массивного компонента за время, близкое к орбитальному периоду, т. е. за неск. мин (2.9). Однако детали этого процесса и дальнейшая эволюция вырожденного карлика с тяжёлым диском пока не ясны. Если скорость аккреции вещества диска вырожденным карликом превзойдёт 10^{-5} — $10^{-6} \text{ } \mathcal{M}_{\odot}$ в год, то вокруг него образуется протяжённая оболочка и система превратится в одиночную звезду. При меньших темпах аккреции масса карлика будет увеличиваться, пока темп-ра вещества не достигнет значений, необходимых для термоядерного горения гелия или углерода, к-рое в условиях сильного вырождения породит вспышку сверхновой.

Лит.: Каплан С. А., Физика звёзд, 3 изд., М., 1977; Происхождение и эволюция галактик и звезд, М., 1976, гл. 8.

А. В. Тутуков.

ЭКЗОСФЕРА — самая внешняя часть верхней атмосферы Земли и планет с низкой концентрацией нейтральных атомов. Для атомов Э. достаточно высокая вероятность покинуть атмосферу без столкновений с др. атомами. Концентрация нейтральных атомов n_0 на нижнем уровне Э. h_0 может быть найдена из условия равенства длины свободного пробега атомов $\lambda = 1/n_0\sigma$ высоте *однородной атмосферы* $H = kT/mg$; $n_0 = mg/kT\sigma$, где m — масса атома, g — ускорение силы тяжести на уровне h_0 , T — абсолютная темп-ра на этом уровне, σ — сечение столкновений атомов (газокинетическое). Для Э. Земли $h_0 = 550$ км. На уровне h_0 часть наиболее лёгких атомов (водорода и в меньшем количестве гелия) имеет, согласно Максвелла распределению, тепловую скорость $v_T = \sqrt{2kT/m}$, сравнимую с параболической $v_{II} = \sqrt{2mG/r}$ (m — масса планеты, r — расстояние от её центра), что приводит к постоянной потере атмосферой атомов водорода (диссипации атмосферы). Потеря водорода с уровня h_0 и выше в Э. компенсируется диффузией водорода из нижних слоёв атмосферы. Уравнение баланса (стационарности) позволяет вычислить распределение атомов водорода ниже уровня диссипации h_0 . В нижние слои атмосферы Земли водород поступает в ре-

зультате диссоциации водяного пара. Внеш. часть Э., состоящая из несоударяющихся водородных атомов, иногда наз. *водородной короной*, а для Земли часто используется термин «геокорона». Геокорона и водородные короны др. планет исследуются гл. обр. путём наблюдения интенсивности резонансно рассеянного солнечного излучения в линии $L\alpha$ ($\lambda = 1215,7 \text{ } \text{\AA}$). Такие наблюдения позволяют определить темп-ру и распределение по высоте диссипирующих атомов. Геокорона населена атомами водорода с тремя типами траекторий: параболическими, эллиптическими и гиперболическими. Часть атомов с гиперболич. траекториями навсегда теряется атмосферой. Для земной Э. поток диссипирующих атомов составляет 10^8 атомов/(см²·с) или $\sim 10^3$ г/с для всей Земли. Ионизация атомов водорода не сказывается заметно на диссипации атмосферы, т. к. ср. время, необходимое для ионизации атома водорода на орбите Земли, равно $2,5 \cdot 10^6$ с, а время убегания примерно в 100 раз меньше. После ионизации атомов образовавшиеся ионы начинают взаимодействовать с магнитным полем Земли, которое и определяет их дальнейшее движение в магнитосфере. С космич. аппаратов Э. Земли прослеживается вплоть до 100 тыс. км. Э. наблюдается также у Венеры и у Марса. По-видимому, для Луны и Меркурия Э. начинается непосредственно у самой поверхности этих тел.

В. Г. Курт.

ЭКСТИНКТЦИЯ в атмосфере — ослабление эл.-магн. излучения в земной (планетной) атмосфере. Э. обусловлена суммарным действием поглощения и рассеяния излучения. Ослабление излучения с начальной интенсивностью $I_0(\lambda)$ определяется соотношением:

$$I(\lambda) = I_0(\lambda)e^{-\tau_e(\lambda)},$$

где $\tau_e(\lambda)$ — *оптическая толщина* атмосферы для Э. Оптич. толща $\tau_e(\lambda)$ зависит также от зенитного расстояния светила z . Величина $M(z) = \tau_e(\lambda, z)/\tau_e(\lambda, 0)$ наз. *воздушной или атмосферной массой* [$\tau_e(\lambda, 0)$ — оптич. толща при $z = 0$]. Для $z < 70^\circ$ $M(z) \approx \sec z$ и практически не зависит от λ . Степень ослабления света земной атмосферой часто характеризуют коэффициентом прозрачности атмосферы $p(\lambda)$, кото-

рый определяется для светила в зените:

$$p(\lambda) = \frac{I(\lambda, 0)}{I_0(\lambda)} = e^{-\tau_a(\lambda, 0)},$$

или в звёздных величинах:

$$m - m_0 = -2,5 \lg p.$$

Для любого др. зенитного расстояния

$$\frac{I(\lambda, z)}{I_0(\lambda)} = p(\lambda)^{M(z)}.$$

Оптич. толща для Э. равна сумме $\tau_s(\lambda) + \tau_a(\lambda)$ оптич. толщ, обусловленных процессами рассеяния $\tau_s(\lambda)$ и процессами поглощения $\tau_a(\lambda)$. Излучение поглощается в земной атмосфере гл. обр. в полосах поглощения молекул (см. *Прозрачность земной атмосферы*). Ослабление излучения из-за процессов рассеяния происходит непрерывно по спектру по закону $\sim \lambda^{-\alpha}$. Для *рэлеевского рассеяния*, возникающего на оптич. неоднородностях, сравнимых с размерами молекул и вызванных тепловыми движениями молекул (т. н. молекулярное рассеяние), $\alpha = 4$. Этим рассеянием объясняется голубой цвет неба.

Для аэрозольного рассеяния α лежит в пределах от 0 до 4, в зависимости от размера рассеивающих частиц; в среднем $\alpha = 1,3$. Белесоватость неба обусловлена аэрозольным рассеянием и зависит от размеров частиц и их индикатрисс рассеяния. Полная оптич. толща для процессов рассеяния $\tau_s(\lambda) = \tau_R(\lambda) + \tau_A(\lambda)$, где $\tau_R(\lambda)$ и $\tau_A(\lambda)$ — оптич. толщ. соответственно для *рэлеевского* и *аэрозольного* рассеяний.

Для данного места на Земле наименьшая возможная Э. — *рэлеевская*, она практически неизменна во времени, зависит только от высоты h места наблюдения над уровнем моря и явл. полезной характеристикой места наблюдения.

Чем ближе наблюдаемый ход прозрачности с длиной волны (вне полос поглощения земной атмосферы) к *рэлеевскому*, тем более чиста атмосфера и тем меньше изменения её прозрачности во времени.

Лит.: Мартынов Д. Я., Курс практической астрофизики, 3 изд., М., 1977; Макарова Е. А., Харитонов А. В., Распределение энергии в спектре Солнца и солнечная постоянная, М., 1972; Handbook of geophysics and space environments, ed. by S. Valley, N. Y. — [a. o.], 1965.

Е. А. Макарова.

ЭЛЕКТРОН (e , e^-) — стабильная элементарная частица с электрич. зарядом $-e = -(1,6021892 \pm 46 \cdot 10^{-7}) \cdot 10^{-19}$ Кл $= -(4,803242 \pm 14 \cdot 10^{-6}) \cdot 10^{-10}$ ед. СГС, принятым за единицу отрицательного электрического заряда. Э. явл. самой лёгкой электрически заряженной элементарной частицей. Абс. стабильность Э. связана со строгим сохранением электрич. заряда. Масса покоя Э. $m_e = (9,109534 \pm 0,000047) \cdot 10^{-28}$ г $= (0,5110034 \pm 0,0000014)$ МэВ (в энергетич. единицах). Спин электрона $|s| = \hbar/2$.

Э. относится к классу *лептонов* и участвует в эл.-магн., слабом и гравитац. взаимодействиях. Эл.-магн. взаимодействия Э. и др. частиц обусловлены обменом виртуальными фотонами, к-рые Э. непрерывно излучает и поглощает вновь (Э. окружён «облаком» виртуальных фотонов). Взаимодействие Э. с окружающими виртуальными частицами приводит к отличию значения его спинового магн. момента $\mu_e = (9,284851 \pm 0,000065) \cdot 10^{-21}$ эрг/Гс $= (9,284832 + 0,000036) \cdot 10^{-24}$ Дж/Тл от магнетона Бора $\mu_B = e\hbar/2mc = (9,274078 \pm 0,000036) \cdot 10^{-21}$ эрг/Гс (элементарного магн. момента). Античастицей Э. явл. *позитрон*.

ЭЛЕКТРОНВОЛЬТ — внесистемная единица энергии, обычно применяемая

λ , мкм	0,20	0,30	0,40	0,50	0,70	1,00	5,0	20,0
$\kappa_R(\lambda) \cdot 10^{10}/\text{м}$	954,2	152,5	45,40	18,10	4,605	1,092	$1,729 \cdot 10^{-3}$	$0,6571 \cdot 10^{-5}$

Оптич. толща τ_R , а следовательно и коэфф. прозрачности земной атмосферы для *рэлеевского* рассеяния, рассчитывается по ф-ле: $\tau_R(\lambda) = \kappa_R(\lambda)H(h)$, где $H(h)$ — высота *однородной атмосферы*, $\kappa_R(\lambda)$ — показатель ослабления для *рэлеевского* рассеяния. В табл. приведены значения $\kappa_R(\lambda)$ для нек-рых длин волн.

для измерения энергии элементарных частиц. Обозначается эВ или eV. 1 эВ равен кинетич. энергии, к-рую приобретает заряженная частица, имеющая 1 элементарный электрич. заряд (заряд электрона e), при её свободном движении в электрич. поле между двумя точками этого поля, имеющими разность потенциалов 1 В. 1эВ $= 1,60219 \times$

$\times 10^{-19}$ Дж = $1,60219 \cdot 10^{-12}$ эрг. Широко применяются кратные единицы: $1 \text{ кэВ} = 1,60219 \cdot 10^{-9}$ эрг и $1 \text{ МэВ} = 1,60219 \cdot 10^{-6}$ эрг. Во многих уравнениях астрофизики встречается экспоненциальный множитель $\exp(-W/kT)$, где W — энергия состояния или разность энергий двух состояний. Если W выражена в эВ (так, напр., разность энергий 1-го возбуждённого и основного состояний атома водорода равна 10,2 эВ), то удобно и kT выражать в эВ. Значению $kT = 1$ эВ соответствует температура $T = 11640$ К.

Часто в эВ выражают массу элементарных частиц, что основано на уравнении Эйнштейна $\mathcal{E} = mc^2$, связывающем массу тела с его полной энергией $\mathcal{E}$ (масса протона, напр., равна 938,3 МэВ). Энергия, соответствующая одной атомной единице массы, т. е. $1/12$ массы нуклида ^{12}C , равна $(931,5016 \pm \pm 0,0026)$ МэВ.

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕМПЕРАТУРА (T_e) — характеристика «газа» свободных электронов в условиях *Максвелла* распределения электронов по энергиям. Э. т. явл. мерой ср. энергии электронов, к-рая равна $3/2 kT_e$. Темп-ры электронного (T_e) и ионного (T_i) компонентов плазмы могут не совпадать, см. *Ионная температура*. Э. т. явл. важнейшей характеристикой физ. условий в диффузных туманностях и межзвёздной среде, в атмосферах звёзд и др. астрофизич. объектах. В зонах НII, окружающих горячие звёзды, $T_e \sim 10^4$ К, в областях нейтрального водорода (HI) межзвёздной среды $T_e \sim 10-10^2$ К, а в *солнечной короне* она достигает нескольких млн. кельвинов.

В. М. Томозов.

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ

Содержание:

1. Введение	740
2. Классификация элементарных частиц	741
3. Кварковая модель строения адронов	742
4. Элементарные частицы и космология	744

1. Введение

По первоначальному смыслу понятие «элементарный» означает простейший, не имеющий внутр. структуры, неделимый. По мере углубления наших знаний о природе материи многие объекты микромира, ранее считавшиеся элементарными, потеряли право так называться.

Известным примером такого рода явл. атом (по-гречески «неделимый»). Атомы, отвечающие определённым хим. элементам, как известно, состоят из электронов и атомных ядер. Физич. исследования показали, что ядра тоже составные частицы, они построены из *протонов* и *нейтронов*. Следовательно, ни ядра, ни тем более атомы не явл. Э. ч. Электроны, а также протоны и нейтроны наз. Э. ч., хотя протоны и нейтроны, как установлено, состоят из *кварков*. На современном уровне знаний у электронов и др. *лептонов* (см. ниже), а также у кварков внутр. структура не обнаружена, хотя и существуют теоретич. модели, согласно к-рым и лептоны, и кварки построены из более фундаментальных кирпичиков мироздания — преонов (этот термин, впрочем, пока не является общепринятым).

Исторически первыми экспериментально обнаруженными Э. ч. были электрон, протон, а затем нейтрон. Казалось, что совокупности этих частиц и кванта эл.-магн. поля фотона достаточно для построения известных форм вещества (атомов и молекул). Вещество при таком подходе строилось из протонов, нейтронов и электронов, а эл.-магн. поле (фотоны) осуществляло взаимодействие между ними. Однако вскоре выяснилось, что мир устроен значительно сложнее. Было установлено, что для каждой частицы имеется своя *античастица*, отличающаяся от неё лишь знаком зарядов (см. ниже); для частиц с нулевыми значениями всех зарядов античастица совпадает с частицей (пример — фотон). Далее, с развитием экспериментальной ядерной физики, к перечисленным выше четырём (или с учётом античастиц — семи) частицам прибавилось ещё свыше 300 частиц. Можно считать установленным, что большинство этих частиц построено из кварков, число которых равно 6 (или 12 с учётом антикварков).

Ещё одним важнейшим достижением физики микромира стало открытие, что Э. ч. присуще не только эл.-магн. взаимодействие. С изучением строения атомных ядер выяснилось, что силы, удерживающие протоны и нейтроны в ядре, не являются электромагнитными.

Характерное для нуклонов (протонов и нейтронов в ядре) взаимодействие

получило название **сильного**. Оно оказалось короткодействующим — на расстояниях r , превышающих 10^{-13} см, сильное взаимодействие пренебрежимо мало. Однако при $r < 10^{-13}$ см его величина существенно (в $10-100$ раз) превосходит электромагнитное, что отражено в его названии (см. *Ядерные силы*). Открытие нестабильности нейтрона и нек-рых атомных ядер указало на существование ещё одного типа взаимодействия, названного **слабым**. Три перечисленных выше типами взаимодействий, а также гравитационным взаимодействием (см. *Тяготение*) исчерпываются известные типы фундаментальных физ. взаимодействий. Существует точка зрения, что все 4 (или хотя бы 3) типа взаимодействий представляют собой явления одной природы и должны описываться единым образом.

Единая теория слабых и эл.-магн. взаимодействий уже построена и подтверждена опытом; имеются теоретич. модели, единообразно описывающие все типы взаимодействий (см. *Великого объединения модели*).

2. Классификация элементарных частиц

В зависимости от характера взаимодействия Э. ч. подразделяются на неск. больших групп (табл. 1). Э. ч., к-рым присуще сильное взаимодействие, наз. *адронами*. К адронам относятся протоны, нейтроны и более тяжёлые частицы гипероны (все они объединены общим названием *барионы*), а также большое семейство *мезонов*. Частицы, не участвующие в сильном взаимодействии, наз. *лептонами*. Сюда относятся помимо электрона два других заряженных лептона: мюон и тау-лептон («тяжёлый лептон»), к-рые соответственно в 210 и 3600 раз массивней электрона. Каждому заряженному лептону отвечает нейтральная частица — *нейтрино* (электронное, мюонное или тау). Масса нейтрино равна нулю или весьма мала. Известно 6 (с античастицами 12) типов лептонов. Нейтральные лептоны участвуют только в слабом взаимодействии; заряженные — в слабом и электромагнитном. У нейтральных лептонов, впрочем, могут быть очень малые магн. моменты. Адроны участвуют в сильном, слабом и эл.-магн. взаимодействиях. И, разумеется, все

частицы взаимодействуют гравитационно. Кроме перечисленных, имеются частицы — переносчики взаимодействий: фотон (переносчик эл.-магн. взаимодействия), *глюоны* (переносчики сильного взаимодействия), $W^\pm$ - и Z^0 -бозоны (переносчики слабого взаимодействия). Считается, что существует переносчик гравитац. взаимодействия — *гравитон*.

Э. ч. характеризуются своей массой, электрическим зарядом, собственным моментом количества движения — *спином*.

Массы легчайших частиц (таких, как фотоны) равны нулю, а массы наиболее тяжёлых из известных частиц в 100 раз превышают массу протона. Электрич. заряд Э. ч. представляет собой целое кратное заряду электрона. Спин частиц бывает либо целым ($0, 1, 2, \dots$) — в этом случае они наз. *бозонами*, либо полуцелым ($1/2, 3/2, \dots$) — в этом случае их называют *фермионами*.

Лептонам приписывают т. н. лептонный заряд L , принимаемый равным $+1$ для частиц $e^-, \mu^-, \tau^-, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ и -1 для их античастиц. Введение этого заряда обосновано тем, что во всех процессах, происходящих в замкнутой системе, полное число лептонов минус число антилептонов сохраняется. Кроме того, каждая пара лептонов (e^-, ν_e), (μ^-, ν_μ), (τ^-, ν_τ) обладает своим специальным лептонным зарядом, соответственно L_e, L_μ, L_τ . Введение этим зарядов отражает то обстоятельство, что, напр., электронное нейтрино, налетая на нейтрон, может родить электрон, но не мюон или тау-лептон. Значения L_e, L_μ, L_τ равны $+1$ для указанных пар лептонов и -1 для их античастиц. Сейчас, однако, широко обсуждается возможность того, что свободное нейтрино со временем может изменять свой лептонный заряд, превращаясь в нейтрино другого типа (нейтринные осцилляции). В результате на разных расстояниях от места своего рождения нейтрино способно рождать заряженные лептоны различного типа.

Барионам, подобно лептонам, приписывается свой сохраняющийся барионный заряд B . Природа сохранения лептонного и барионного зарядов до конца не ясна. Более того, модели великого объединения предсказывают, что это

Табл. 1.— Элементарные частицы¹⁾

Тип частиц	Символ	Масса m , МэВ	Спин, в ед. $\hbar$	Время жизни, с	Электр. заряд, Q	Леп- тонный заряд, L	Бари- онный заряд, B	Стран- ность, S	Очаро- вание, C
Лептоны	e^-	0,511	$1/2$	$>6 \cdot 10^{29}$	-1	1	0	0	0
	ν_e	$\leq 3 \cdot 10^{-5}$ ²⁾		стабильно ³⁾	0				
	μ^-	105		$2,2 \cdot 10^{-6}$	-1				
	ν_μ	$<0,52$ ²⁾		стабильно ³⁾	0				
	τ^-	1784		$\approx 5 \cdot 10^{-13}$	-1				
	ν_τ	<150 ²⁾		стабильно ³⁾	0				
Мезоны—переносчики взаимодействия	γ	0	1	стабилен	0	0	0	0	0
	$W^\pm$	$\approx 83 \cdot 10^3$		$\approx 3 \cdot 10^{-25}$ ⁴⁾	± 1				
	Z^0	$\approx 93 \cdot 10^3$		$\approx 3 \cdot 10^{-25}$ ⁴⁾	0				
	Глюон ⁵⁾	0 ⁶⁾		стабилен ⁶⁾	0				
Мезоны (адроны)	π^0	135	0	$0,8 \cdot 10^{-16}$	0	0	0	0	0
	π^+	140		$2,6 \cdot 10^{-8}$ ⁷⁾	+1			0	0
	K^0	498			0			+1	0
	K^+	494		$1,2 \cdot 10^{-8}$	+1			+1	0
	D^0	1864		$\approx 5 \cdot 10^{-13}$	0			0	+1
	D^+	1869		$\sim 10^{-12}$	+1			0	+1
	F^+	2020		$\approx 2 \cdot 10^{-13}$	+1			-1	+1
Барионы ⁸⁾ (адроны)	p	938,3	$1/2$	$>10^{38}$	+1	0	1	0	0
	n	939,6		≈ 900	0			0	0
	Λ	1115		$2,6 \cdot 10^{-10}$	0			-1	0
	Σ^+	1189		$0,8 \cdot 10^{-10}$	+1			-1	0
	Σ^0	1192		$6 \cdot 10^{-20}$	0			-1	0
	Σ^-	1197		$1,5 \cdot 10^{-10}$	-1			-1	0
	Ξ^0	1315		$2,9 \cdot 10^{-10}$	0			-2	0
	Ξ^-	1321		$1,6 \cdot 10^{-10}$	-1			-2	0
	Ω^-	1672		$0,8 \cdot 10^{-10}$	-1			-3	0
	Δ^+	2280		$\sim 10^{-13}$	+1			0	1

Примечания: ¹⁾ Кроме частиц, приведённых в таблице, имеется большое число короткоживущих частиц, т. н. резонансов, обладающих временем жизни $\sim 10^{-20}$ — 10^{-24} с. Для приведённых в табл. частиц не указаны их античастицы, имеющие те же значения массы, времени жизни, но противоположные знаки квантовых чисел Q , L , B , S , C . ²⁾ Полагают, что $m_\nu = 0$, хотя спец. оснований для этого нет; возможно, $m_\nu \neq 0$. ³⁾ Если $m_\nu \neq 0$, то естественно ожидать, что нейтрино нестабильны, хотя их время жизни может быть очень велико. ⁴⁾ Приведена теоретич. оценка. ⁵⁾ Глюон как свободная частица не существует. ⁶⁾ Теоретич. оценка. ⁷⁾ K^0 - и $\bar{K}^0$ -мезоны не обладают определённым временем жизни. ⁸⁾ Должны существовать барионы с большими значениями C (до 3), а также с ненулевыми значениями S и S одновременно; обнаружен мезон ($m \approx 5$ ГэВ), у которого не равно нулю квантовое число («красота»), приписываемое b -кварку.

сохранение явл. лишь приближённым, хотя обнаружение возможного нарушения сохранения находится, по-видимому, на грани или за пределами совр. экспериментальных возможностей. Все известные лептоны и барионы явл. фермионами. Мезоны не имеют ни барионного, ни лептонного заряда и явл. бозонами. Кроме этого, адронам приписывают специфические квантовые числа (заряды), называемые странностью (S), очарованием (C) и т. п., к-рые, в отличие от B и L , не сохраняются в слабых взаимодействиях, сохраняясь в сильных и электромагнитных. В силу этого лёгчайшие частицы с $S \neq 0$ (или $C \neq 0$), являясь нестабильными, имеют довольно

большое время жизни в масштабах мира Э. ч. (см. табл. 1), т. к. к их распаду может привести только слабое взаимодействие.

3. Кварковая модель строения адронов

Все адроны, согласно совр. представлениям, построены из более фундаментальных частиц — кварков (q). Как и лептоны, кварки явл. фермионами, их спин равен $1/2$, электр. заряд $+2/3$ и $-1/3$ (в ед. заряда электрона), заряд антикварков $-2/3$ и $+1/3$, у всех кварков барионный заряд $B=1/3$, лептонный заряд $L=0$. Аналогично лептонам кварки также группи-

руются в пары. Причём, по-видимому, имеет место кварк-лептонная симметрия: каждой паре лептонов отвечает пара кварков (см. табл. 2). Пары (e, ν_e) отвечают кварки, обозначаемые (u, d). Это самые лёгкие кварки, их масса составляет 5–10 МэВ, их странность, очарование и др. подобные квантовые числа равны нулю. Из трёх таких кварков можно построить нуклоны, т. е. протон и нейтрон: $p = (uud)$, $n = (udd)$. Др. возможные тройки этих кварков также реализуются в природе, образуя более тяжёлые частицы, напр. частицу со спином $\frac{3}{2}$ и массой 1240 МэВ. Из пары кварк — антикварк строятся мезоны, в частности лёгчайший из известных мезонов π -мезон:

Табл. 2. — Кварки и лептоны

Обозначения	I поколение				II поколение				III поколение			
	u	d	ν_e	e	c	s	ν_μ	μ	t	b	ν_τ	τ
Электрический заряд в ед. заряда электрона	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0	-1	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0	-1	$+\frac{2}{3}$	$-\frac{1}{3}$	0	-1
Масса, МэВ	≈ 4	≈ 7	$\lesssim 3 \cdot 10^{-5}$	0,5	1200	150	$< 0,5$	105	$\approx 4 \cdot 10^4$	$\approx 5 \cdot 10^3$	< 150	1784

$\pi^+ = (u\bar{d})$, $\pi^- = (\bar{u}d)$ и π^0 , представляющий собой смесь $u\bar{u}$ и $d\bar{d}$.

Четвёрка частиц (u, d, ν_e, e) образует т. н. первое кварк-лептонное поколение. Известно ещё два поколения (c, s, ν_μ, μ) и (t, b, ν_τ, τ) (см. табл. 2), содержащие более массивные частицы.

По-видимому, данные космологии говорят об отсутствии последующих кварк-лептонных поколений (см. ниже). С др. стороны, трёх поколений частиц оказывается достаточно для теоретич. объяснения различия свойств частиц и античастиц. Каждый из тяжёлых кварков (c, s и t, b) обладает соответственно своим квантовым числом C, S, T или B . Поскольку S наз. странностью, и s -кварк называют странным; C называют очарованием, B — красотой, для T термин пока не установился. Частицы, в состав которых входит s -кварк, наз. странными. Заменяя теоретически один, два или три кварка в нуклоне, можно объяснить существование всех открытых странных

барионов — гиперонов (см. табл. 1). Аналогично при замене u - или d -кварка в π -мезоне на s -кварк можно получить обнаруженные в природе странные K -мезоны. Точно так же наблюдаемые очарованные частицы (с $C \neq 0$) имеют в своём составе c -кварк и т. д. В принципе возможны связанные состояния всех шести типов кварков между собой, но на опыте пока наблюдается лишь часть из них. Однако все открытые адроны можно описать как связанные состояния этих шести кварков.

Каждый кварк имеет квантовое число, называемое цветом. Цвет явл. аналогом электрич. заряда, хотя и более сложным. Наличие цвета объясняет

сильное взаимодействие кварков, отсутствующее у неимеющих цвета лептонов.

Аналогично тому, как электрические заряды взаимодействуют посредством фотонов, так взаимодействие цветовых зарядов осуществляют переносчики сильного взаимодействия — глюоны. Однако в отличие от единственного фотона, имеется восемь различных типов глюонов. Др. существенное отличие состоит в том, что фотон не имеет электрич. заряда и поэтому сам с собой не взаимодействует, а глюоны, обладая цветовым зарядом, взаимодействуют друг с другом. По-видимому, в этом лежит причина принципиально нового явления, называемого конфайнментом или невылетанием кварков. Дело в том, что, несмотря на достаточно большие энергии частиц, ускоренных в современных ускорителях, кварки наблюдать в свободном состоянии не удаётся. Они, по-видимому, существуют в природе только в виде пар кварк — антикварк ($q\bar{q}$), троек (qqq) или более сложных

образований, но обязательно таких, чтобы электрич. заряд этих объектов оказывался целочисленным. Все подобные объекты обладают нулевым цветовым зарядом. Если говорить очень упрощённо, то явление конфайнмента состоит в следующем. При попытке получить кварк в свободном состоянии (т. е. «вытащить» его из адрона на достаточно большое расстояние, сообщив ему высокую энергию) напряжённость поля нескомпенсированного цветового заряда кварка оказывается столь сильной, что за счёт сообщённой энергии из вакуума рождается пара $q\bar{q}$ и антикварк $\bar{q}$ движется вместе с кварком, к-рый пытаются оторвать. В результате вылетает не кварк, а составная частица, не имеющая цвета. По этой же причине глюоны также не удаётся наблюдать в свободном состоянии. Явление конфайнмента обуславливает малый радиус действия сильного взаимодействия.

Область физики элементарных частиц, изучающая взаимодействие кварков и глюонов, носит название квантовой хромодинамики. Квантовая хромодинамика явл. теорией сильного взаимодействия Э. ч.

Т. о., на совр. уровне понимания элементарности фундаментальными составляющими материи явл. 6 лептонов (с античастицами 12), $6 \times 3 = 18$ кварков (с античастицами 36), а также переносчики взаимодействия: сильного — 8 глюонов, электромагнитного — фотон, слабого — $W^\pm$ - и Z^0 -бозоны. Лептоны и кварки имеют спин $1/2$, а переносчики взаимодействия — спин, равный 1, их называют векторными бозонами. Существование всех перечисленных частиц подтверждается экспериментом. Помимо этого, теория требует существования постоянного во всём пространстве скалярного поля, с к-рым различные лептоны и кварки взаимодействуют по-разному, что определяет различие их масс. Кванты скалярного поля представляют собой новые, предсказываемые теорией Э. ч. с нулевым спином. Их называют хиггсовскими бозонами (по имени англ. физика П. Хиггса, 1964 г., предположившего их существование). Число хиггсовских бозонов может достигать неск. десятков. Взаимодействие $W^\pm$ - и Z^0 -бозонов со скалярным полем обуславливает значит. массу этих частиц и малый радиус слабого

взаимодействия. Хиггсовские бозоны пока не обнаружены на опыте. Более того, ряд физиков считает их существование необязательным, однако полноценной теоретической схемы без хиггсовских бозонов пока не найдено.

Модели великого объединения требуют введения дополнит. векторных частиц — переносчиков взаимодействия адронов с лептонами. В простейшем варианте таких частиц должно быть 12 с массой $m \sim 10^{14} - 10^{15}$ ГэВ. Получить и изучить экспериментально такие частицы пока невозможно, т. к. их масса находится далеко за пределами энергий, достижимых на ускорителях как существующих конструкций, так и вообще мыслимых. При взаимодействиях с этими векторными бозонами не сохраняется ни барионный, ни лептонный заряд. Снова число частиц на новом уровне элементарности приближается или даже превосходит сотню. Впрочем, большое количество новых частиц требуется лишь теорией, но не опытом, и, возможно, иные, пока неизвестные теоретич. схемы позволят обойтись без особого расширения множества уже известных частиц.

Рост количества фундаментальных Э. ч. заставил теоретиков искать модели, в которых все семейства кварков и лептонов, а также частицы — переносчики взаимодействия и хиггсовские бозоны рассматривались бы как составленные из каких-то более фундаментальных объектов; одно из названий, предлагаемых для последних, — преоны.

Осн. трудность, стоящая перед теорией преонов, состоит в том, что масса объектов m , составленных из преонов, должна быть мала по сравнению с обратным размером этих объектов r^{-1} . С др. стороны, согласно квантовой механике, вообще говоря, должно выполняться условие $(mc/\hbar)r \approx 1$. Удовлетворительного решения этой проблемы пока нет. В то же время, совершенно обязательно структура материи должна напоминать игрушку «матрёшку», нельзя исключить, что лептоны и кварки есть и навсегда останутся последним этапом в дроблении вещества. Решающее слово здесь должно принадлежать эксперименту. К сожалению, эксперименты на существующих ускорителях не могут дать ответа на поставленные вопросы.

4. Элементарные частицы и космология

С 70-х годов 20 в. на стыке *космологии* и физики элементарных частиц стало бурно развиваться научное направление, имеющее целью получить на основе астрономич. данных важную информацию о фундаментальных частицах микромира. Такая возможность обусловлена существованием теории, рассматривающей эволюцию Вселенной как эволюцию материального мира, находившегося на ранней стадии развития в состоянии очень горячей плотной плазмы (см. *Модель горячей Вселенной*).

В первичной плазме находились все Э. ч., рождение к-рых могло происходить при данной темп-ре плазмы. С расширением Вселенной темп-ра T плазмы падала, наиболее массивные частицы переставали рождаться, а их аннигиляция приводила к тому, что число массивных стабильных Э. ч. и античастиц в элементе т. н. сопутствующего объёма (т. е. расширяющегося в темпе расширения Вселенной) убывало пропорционально $\exp(-mc^2/kT)$. Если бы такой закон уменьшения концентрации Э. ч. продолжался до настоящего времени (до $T \approx 3\text{ К}$), то практически никаких следов Э. ч., рождённых на ранних стадиях эволюции Вселенной, сейчас не осталось бы. Однако когда концентрация таких частиц становится достаточно малой, их взаимная аннигиляция прекращается и в дальнейшем концентрации Э. ч. падает только за счёт расширения Метагалактики (т. е. остаётся постоянной в сопутствующем объёме). Это явление наз. *закон сохранения* (иногда замораживанием) концентрации. Для слабо взаимодействующих частиц их тепловая концентрация должна быть порядка совр. концентрации реликтовых фотонов $N_\gamma \approx 500 \text{ см}^{-3}$. Именно такая ситуация имеет место для нейтрино. Расчёт показывает, что количество реликтовых нейтрино должно быть весьма велико: $n_\nu = n_{\bar{\nu}} \approx 75 \text{ см}^{-3}$

(для каждого типа нейтрино). Последнее обстоятельство позволяет получить очень сильное ограничение на массу нейтрино: $\sum_j m_{\nu j} < 35 \text{ эВ}$. Если бы масса всех типов нейтрино превосходила указанный предел, то нейтрино оказывали бы существенное влияние на темп расширения Вселенной и её возраст, вы-

числяемый по совр. значению постоянной Хаббла и плотности массы реликтовых нейтрино, оказался бы меньше, чем дают астрофиз. оценки и методы *космохронологии ядерной*. Доказательство того, что ограничение снизу на возраст Вселенной приводит к ограничению сверху на массы нейтрино, было дано С. С. Герштейном и Я. Б. Зельдовичем (1966 г.) и инициировало применение космологич. методов к физике Э. ч.

Данные космологии позволяют заключить также, что количество различных типов нейтрино k_ν не может быть произвольно велико (В. Ф. Шварцман, 1969 г.). Обилие лёгких элементов (таких, как ^4He и дейтерий) во Вселенной таково, что $k_\nu \leq 3$, т. е. все нейтрино уже открыты. Правда, ряд физиков, не доверяя надёжности существующих данных, придерживаются иной оценки: $k_\nu < 6$. Возможно, скоро количество типов нейтрино станет известно точно, т. к. открытый в 1983 г. Z^0 -бозон слабых взаимодействий должен, согласно теоретич. предсказаниям, распадаться на все типы нейтрино и поэтому измерение его полной вероятности распада позволит определить k_ν . Поясним, как по обилию ^4He и ^2H можно определить k_ν . Образовались эти элементы на очень ранней стадии развития Вселенной, когда темп-ра первичной плазмы составляла $1 \text{ МэВ} - 100 \text{ кэВ}$ (в энергетич. ед.) или $10^{10} - 10^9 \text{ К}$. При такой темп-ре плазма содержала примерно в равном количестве фотоны, все типы нейтрино, электрон-позитронные пары и небольшое количество нуклонов ($\sim 10^{-10}$ от количества лёгких частиц). Относительное содержание нейтронов и протонов вначале определяется термодинамическим равновесием и составляет $N_n/N_p \sim \exp(-\Delta mc^2/kT)$, где $\Delta mc^2 = 1,3 \text{ МэВ}$ — разность масс нейтрона и протона. Переходы $p \leftrightarrow n$ происходят за счёт процессов, обусловленных слабым взаимодействием, напр. $p + \nu_e \rightleftharpoons n + e^+$. По мере расширения Вселенной концентрации частиц падают и скорость реакций $p \leftrightarrow n$ -переходов становится меньше скорости расширения, происходит закалка отношения концентраций n и p , т. е. величина N_n/N_p становится постоянной, если пренебречь медленным распадом нейтронов. Эта величина определяет относительное содержание (обилие) ^4He , т. к. за счёт водородной цепочки *ядерных реакций*

практически все нейтроны связываются в ядра ${}^4\text{He}$. Очевидно, что чем выше темп расширения и охлаждения, тем выше темп-ра закалки и соответственно выше отношение N_n/N_p . Можно показать, что чем больше число различных типов частиц в первичной плазме, тем выше темп расширения при данной темп-ре, поэтому добавление новых типов нейтрино в первичную плазму влечёт за собой увеличение темп-ры закалки и соответственно увеличение концентрации первичного ${}^4\text{He}$. Совр. данные указывают, что доля ${}^4\text{He}$ (по массе) в веществе Метагалактики составляет 22—25%, что находится в хорошем согласии с теорией при $k_\nu = 3$. Если бы число типов нейтрино составляло 10—20, количество ${}^4\text{He}$ достигло бы 40—50%, что совершенно не соответствует данным наблюдений. Расчёт, однако, содержит нек-рую неопределённость, связанную с тем, что относительная концентрация нуклонов $f = (N_n + N_p)/N_\gamma$ известна с плохой точностью. По данным о количестве ${}^2\text{H}$ во Вселенной можно получить такое ограничение на величину f , при к-ром исключается $k_\nu > 3$. К сожалению, соотношение между современным количеством дейтерия и первичным определено довольно плохо и это оставляет нек-рую лазейку для увеличения числа k_ν .

Космология позволяет также делать выводы о частицах и процессах, к-рые находятся далеко за энергетич. пределами, доступными совр. и будущим ускорителям. Ярким примером явл. оценка концентрации магнитных монополей — частиц, имеющих элементарный магн. заряд. Существование этих частиц предсказывается моделями великого объединения. Их масса должна быть $\sim 10^{16}$ ГэВ, так что ни сейчас, ни в обозримом будущем нет никакой надежды получить эти частицы в лаборатории, подобно тому, как получают, напр., антипротоны, $W^\pm$ и Z^0 -бозоны.

Единственная возможность обнаружить эти частицы состоит в поисках их среди реликтовых частиц. Теоретич. ожидания для концентрации реликтовых монополей, полученные в рамках простейшей модели, противоречат существующим данным наблюдений. Это противоречие послужило одной из предпосылок для создания формулировки модели инфляционной Вселенной.

Взаимосвязь физики Э. ч. и космологии особенно укрепилась в последнее время. Сейчас ни одна теоретич. модель взаимодействий Э. ч. не может быть признанной, если она не согласуется с данными космологии. С др. стороны, методы физики Э. ч. позволили решить ряд известных космологич. проблем, таких, как проблемы *барионной асимметрии Вселенной*, *однородности и изотропии*, горизонта Вселенной, близости плотности вещества к критич. значению.

Лит.: Окунь Л. Б., Лептоны и кварки, М., 1981. Долгов А. Д., Зельдович Я. Б., Космология и элементарные частицы, «УФН», 1980, т. 130, в. 4, с. 559—614. А. Д. Долгов.

ЭЛЕМЕНТЫ ОРБИТЫ — величины, характеризующие орбиту небесного тела, а также положение тела на орбите.

Орбита небесного тела, движущегося в поле тяготения др. тела, представляет собой кривую второго порядка (конич. сечение), в одном из фокусов к-рой находится центр масс двух тел (притягивающий центр). Данное определение относится к случаю, когда взаимодействующие тела сферически-симметричны или же находятся на столь большом расстоянии, что отклонение их формы от сферической не сказыв-

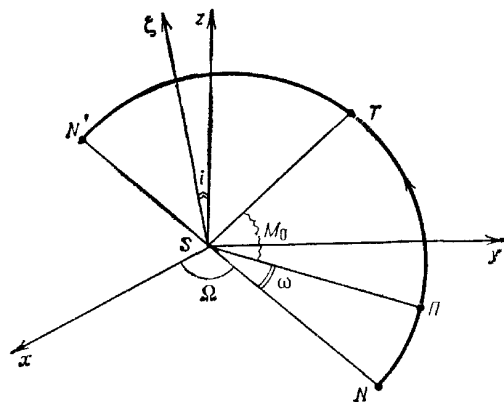


Рис. 1.

вается существенно на силе взаимодействия.

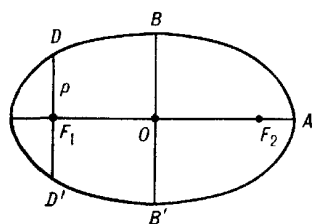
Точка орбиты тела, ближайшая к притягивающему центру, наз. перигеем, а наиболее удалённая от него — апогеем. Если притягивающим центром явл. Земля, то эти точки наз. перигеем и апогеем.

геем; для Солнца — перигелием и афелием, для произвольной звезды — периастром и апостром. Прямая, соединяющая апоцентр и перицентр, носит название линии апсид.

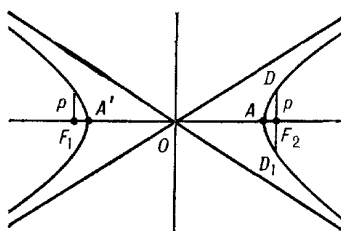
Элементы, характеризующие положение плоскости орбиты и ориентацию орбиты в этой плоскости, вводятся следующим образом.

На рис. 1 Sxy — осн. координатная плоскость. За осн. координатную плоскость в разных задачах выбирают раз-

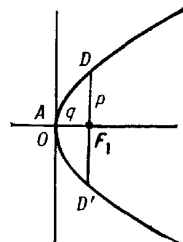
ного узла. Этот угол отсчитывается от оси Sx в сторону оси Sy от 0 до 360° . Угол i между плоскостью орбиты и плоскостью Sxy наз. наклоном орбиты. Наклон может иметь все значения от 0 до 180° . Если $0^\circ \leq i < 90^\circ$, то движение наз. прямым, если же $90^\circ < i \leq 180^\circ$, то обратным. Угловое расстояние ω линии апсид SP от линии узлов SN наз. расстоянием перицентра от узла или аргументом перицентра. Угол ω отсчитывается в направлении движения



Эллипс



Гипербола



Парабола

Рис. 2.

личные плоскости: в звёздной астрономии — это плоскость эклиптики или плоскость Галактики, в теории движения ИСЗ — это плоскость земного экватора.

Ось Sx направлена в основную точку, за к-рую для орбит тел в Солнечной системе чаще всего принимают точку весеннего равноденствия Υ (одну из точек пересечения экватора с эклиптикой). Плоскость $NPNN'$ — плоскость орбиты небесного тела, P — перицентр орбиты, ζ — полюс орбиты (он находится на прямой, проходящей через тяготеющий центр и перпендикулярной к плоскости орбиты), T — положение небесного тела на орбите.

Прямая NSN' , по к-рой плоскость орбиты $NPNN'$ пересекается с осн. координатной плоскостью Sxy , наз. линией узлов. Полупрямая SN , к-рую небесное тело пересекает, переходя из области $z < 0$ в область $z > 0$, показывает положит. направление линии узлов. Если движение небесного тела происходит против часовой стрелки для наблюдателя, находящегося в полюсе орбиты ζ , то точка N наз. восходящим узлом орбиты, а N' — нисходящим узлом. Угол Ω между осью Sx и полупрямой SN наз. долготой восходя-

щего узла. Этот угол отсчитывается от оси Sx в сторону оси Sy от 0 до 360° . Положение линии апсид иногда определяют относительно осн. направления Sx . Для этого вводят угол π — долготу перигелия. Угол π отсчитывается от направления Sx в плоскости xSy до линии узлов SN и далее в плоскости орбиты до линии апсид SP , иначе $\pi = \Omega + \omega$.

Величины Ω , i , ω составляют первую группу элементов орбиты, первые два из них характеризуют положение плоскости орбиты, а третий — ориентацию орбиты в этой плоскости.

Размер орбиты и её форму характеризуют элементы p и e — параметр и эксцентриситет (рис. 2). Эксцентриситетом орбиты e наз. отношение расстояния между фокусами $F_1 F_2 = 2c$ этой орбиты к расстоянию между её вершинами A и A' . Расстояние между вершинами обозначают $2a$, а величину a наз. большой полуосью орбиты, так что $e = c/a$. Для параболы $c = a$, поэтому $e = 1$. Для эллипса $e < 1$, для гиперболы $e > 1$. Половина фокальной хорды DD' орбиты, перпендикулярной к её оси, носит название фокального параметра и обозначается буквой p . Вместо двух элементов p и e для параболы используют один элемент $q = p/2$ — перигелийное расстояние (на

рис. 2 отрезок AF_1). Движение по круговой орбите явл. частным случаем движения по эллипсу ($e = 0$). Эксцентриситет орбиты e иногда заменяют углом эксцентриситета φ , определяемым φ -лой $e = \sin \varphi$. Положение небесного тела на орбите в нек-рый начальный момент времени t_0 определяется его угловым расстоянием от линии апсид. Этот угол обозначается через M_0 и наз. средней аномалией в эпоху. Часто в качестве элемента выбирают момент времени τ прохождения небесного тела через перигей орбиты. Элементы M_0 и τ связаны между собой соотношением $M_0 = n(t_0 - \tau)$, где n — средняя движение небесного тела. Элемент n иногда употребляют вместо элемента a .

Элементы $p, e, i, \Omega, \omega, \tau$ наз. кеплеровскими элементами. Они определяют орбиту независимо от того, явл. ли она эллиптической, гиперболической или параболической.

Скорость кругового движения (первая космическая скорость) определяется φ -лой $v_K = \sqrt{\mu/r}$, где μ — произведение гравитац. постоянной на сумму масс притягивающихся тел, r — расстояние между их центрами масс. При $v_K < v < v_{II}$ движение происходит по эллипсу. При $v = v_{II} = \sqrt{2\mu/r}$ эллипс разрывается и тело движется по параболич. траектории. Скорость v_{II} наз. скоростью отрыва от притягивающего центра или второй космич. скоростью. При $v > v_{II}$ небесное тело движется по гиперболу.

С. Н. Васьковьяк.

ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ — разность между энергией связанного состояния нек-рой системы частиц (тел) и энергией такого состояния, когда эти частицы (тела) бесконечно удалены друг от друга и покоятся. Э. с. равна той работе, к-рую нужно затратить, чтобы разложить систему на составляющие её частицы. Т. к. образование связанного состояния сопровождается выделением энергии, то Э. с. — отрицат. величина. Чем больше Э. с. по абс. величине, тем прочнее связь.

Так, напр., Э. с. атома водорода равна 13,6 эВ, Э. с. нейтрона и протона, образующих ядро дейтерия, равна 2,2 МэВ, а Э. с. протонов и нейтронов в стабильных ядрах составляет в среднем ок. 10 МэВ на каждый нуклон. Т. о., связь частиц в ядре, обусловлен-

ная действием ядерных сил, намного сильнее взаимодействия электронов с ядрами и между собой. Ещё меньше хим. Э. с. Так, в молекуле H_2 Э. с. двух атомов водорода равна 4,7 эВ, а в молекуле азота Э. с. двух атомов азота равна 10 эВ. Используя соотношение $E = mc^2$, можно определить Э. с. и ожидаемое выделение энергии при той или иной ядерной реакции с помощью измерения дефекта массы ядер, участвующих в реакции, даже в тех случаях, когда соответствующая реакция не была осуществлена.

В частности, можно говорить о гравитац. Э. с. Напр., в нейтронной звезде энергия покоя нейтронов на 0,08% больше, чем для соответствующего количества протонов и электронов, или на 0,9% больше, чем для равного числа нуклонов, соединённых в ядра железа, но гравитац. взаимодействие уменьшает энергию на 10—20% и в результате масса нейтронной звезды составляет 80—90% массы равного числа нуклонов, соединённых в ядра железа.

В принципе гравитац. дефект массы может быть сколь угодно близок к начальной массе данного числа частиц с данным числом нуклонов и данной энтропией. Такое состояние осуществляется внутри чёрной дыры или замкнутого мира. Прямой переход из этого состояния с выделением Э. с., равной суммарной массе составляющих частиц, реализуется при испарении чёрных дыр, впервые обсуждавшемся англ. учёным С. Хокингом.

М. Ю. Хлопов.

ЭФФЕКТИВНАЯ ТЕМПЕРАТУРА звезды (T_0) — параметр, характеризующий светимость звезды, т. е. полное количество энергии, излучаемое звездой в единицу времени. Э. т. связана со светимостью L и радиусом звезды R соотношением $L = 4\pi R^2 \cdot \sigma \cdot T_0^4$, где $4\pi R^2$ — площадь поверхности звезды. Т. о., Э. т. равна температуре абсолютно чёрного тела, с ед. поверхности к-рого в ед. времени (в соответствии со Стефана — Больцмана законом излучения) излучается энергия $L/4\pi R^2$.

Для расчёта T_0 по приведённой φ -ле нужно знать значения L и R . Однако радиусы R найдены прямым путём (с помощью интерферометра или из наблюдений затменных двойных звёзд) лишь для немногих звёзд. Но даже для этих звёзд прямое определение Э. т. затруднено, т. к. для перехода от видимой звёздной величины к светимо-

сти необходимо знать не только расстояние до звезды, но и *болометрическую поправку*, характеризующую разницу между полным излучением звезды и её излучением в видимой области спектра. Значительную трудность представляет также учёт поглощения УФ- и ИК-излучений звезды атмосферой Земли. Поэтому светимость звезды обычно находят по видимой *звёздной величине* посредством введения болометрич. поправок, к-рые для горячих звёзд вычисляют теоретически, а для холодных оценивают эмпирически. Из-за незнания радиусов звёзд очень большое значение имеет оценка Δ т. звезды по её спектру. Обычно пользуются связью между Δ т. и *спектральным классом*, к-рая устанавливается на основании теоретич. расчётов. В расчётах исходят из опреде-

лённого потока излучения с ед. поверхности звезды (т. е. задают Δ т. звезды) и ускорения силы тяжести g , к-рое служит параметром. На основе данных о хим. составе звезды можно рассчитать структуру фотосферы, излучение в непрерывном спектре и в линиях поглощения. Сравнивая рассчитанные интенсивности непрерывного спектра и спектр. линий с данными наблюдений для звёзд разных спектр. классов и *светимости классов*, устанавливают соответствующие этим классам значения Δ т. и g (т. е. устанавливают шкалу Δ т.).

Определив по спектр. классу Δ т. звезды, можно затем по известной светимости вычислить её радиус. Именно таким способом обычно оценивают *размеры звёзд*.

К. В. Бычков.



ЯДЕРНАЯ АСТРОФИЗИКА — изучает роль процессов микромира в космич. явлениях. Предметом Я. а. явл. ядерные процессы в звёздах и др. космич. объектах, приводящие к выделению энергии и образованию хим. элементов (изменению состава объектов). Эти процессы включают *ядерные реакции* и радиоактивный распад неустойчивых ядер. Ядерные процессы, происходящие на ранней, дозвёздной, стадии эволюции Вселенной, рассматриваются в теории космологич. нуклеосинтеза и не входят в Я. а. (см. *Космология*). Предметом изучения Я. а. явл. также процессы испускания и поглощения нейтрино, происходящие при взрывах *сверхновых звёзд* и при *гравитационном коллапсе* звёзд (при образовании нейтронных звёзд и чёрных дыр). К Я. а. относятся *нейтринная астрофизика* и астрофизика *космических лучей*.

Я. а. показала тесную взаимосвязь физики микро- и макромира. Проверенные в лабораторных опытах представления о ядерных процессах, структуре ядра, элементарных частицах и их взаимодействиях составляют надёжный базис Я. а. На этой основе Я. а. строит свои исследования космич. явлений. С др. стороны, Я. а. использует природную космич. лабораторию (частицы высоких энергий, потоки нейтрино и т. д.) для получения новых экспериментальных данных и проверки различных теорий в области ядерной физики и физики элементарных частиц.

Реакции между заряженными частицами требуют преодоления энергетического (кулоновского) барьера. Источником необходимой для этого энергии явл. либо тепловое движение частиц (такие реакции наз. термоядерными), либо процессы газодинамич. и эл.-магн. ускорения частиц в неравновесной плазме (холодные плазменные процессы). В условиях, когда вещество обладает высокой плотностью при относительно низкой темп-ре, возможны т. н. п и к н о я д е р н ы е р е а к ц и и, с к о-

рость которых нечувствительна к температуре, но сильно зависит от плотности.

Реакции под действием нейтронов не имеют энергетич. барьера, но сами нейтроны явл. продуктом др. ядерных процессов, что в ряде случаев ограничивает реакции с их участием. Скорость реакций с участием нейтрино, к к-рым относятся *бета-процессы*, существенно растёт с энергией, обеспечиваемой либо энергией теплового движения, либо (в случае вырожденного вещества) энергией движения вырожденных электронов.

Применение достижений ядерной физики к изучению космич. явлений позволило построить качественно согласующиеся с наблюдениями теорию образования, строения и эволюции звёзд, теорию взрыва сверхновых звёзд и образования пульсаров, теорию образования хим. элементов. В таких теориях существенную роль играют следующие процессы Я. а.: 1) *Н - процесс* — превращение водорода в гелий по реакциям *водородного цикла* и *углеродного цикла*, он служит источником энергии для звёзд главной последовательности (см. *Эволюция звёзд*); 2) *α - процесс* — совокупность гелиевых реакций ($3^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C}$ с выделением энергии) и следующих за ними реакций ядер углерода и кислорода в недрах звёзд-гигантов; 3) *е - процесс* — образование железа и близких к нему элементов в ядрах далеко проэволюционировавших звёзд в условиях, близких к *термодинамическому равновесию*, при темп-рах $\approx 3 \cdot 10^9 \text{K}$ (непосредственно перед вспышкой сверхновой звезды); 4) *s - процесс* — медленный процесс *нейтронного захвата* в «выгоревших» ядрах звёзд-гигантов (т. е. в ядрах, лишённых ядерного горючего); 5) *г - процесс* — быстрый процесс нейтронного захвата при вспышках сверхновых; 6) *р - процесс* — образование *обойдённых ядер* при реакциях с участием протонов; 7) *Х - процесс* — образование Li, Be и В в неравновесной плазме посредством

реакций скалывания (когда лёгкая частица высокой энергии сталкивается с тяжёлым ядром и выбивает лёгкий осколок); 8) нейтронизация ядер — превращение совокупности ядер и высокоэнергичных электронов в нейтронную жидкость с небольшой примесью протонов и электронов; 9) испускание нейтрино и антинейтрино при гравитац. коллапсе; 10) нейтринная и гни т а ц и я — поджигание термоядерных реакций нейтринным излучением в вырожденном веществе звёзд при коллапсе их углеродно-кислородных ядер; 11) образование обойдённых ядер элементов при взаимодействии нейтринного излучения с веществом оболочки коллапсирующей звезды.

Совокупность перечисленных процессов позволяет объяснить прежде всего светимость звёзд. Далее объясняются осн. черты наблюдаемой распространённости элементов. Прямое подтверждение предсказаний Я. а. должна дать нейтринная астрономия.

Важная проблема Я. а. — выявление путей образования тяжёлых ядер и источников нейтронов, необходимых для синтеза ядер в процессах нейтронного захвата. Нейтроны должны образовываться в сверхплотном веществе звёздных недр в процессе гравитац. коллапса (за счёт высокой энергии вырожденного газа электронов) и за счёт энергии др. частиц при очень высокой темп-ре. При этом в условиях избыточности нейтронов реализуется полное равновесие процессов синтеза и распада для относительно лёгких ядер (с массовым числом $A \lesssim 70$) и кинетич. равновесие между бета-распадами и реакциями отщепления протонов (для более тяжёлых ядер). Быстрый нейтронный захват носит в этих условиях характер т. н. rbc -процесса (r -процесса с обратной связью), позволяющего объяснить образование элементов с $A \lesssim 130$. Синтез ядер, идущий от лёгких к более тяжёлым ядрам, протекает т. о., что эффекты расщепления ядер и β -процессы (включаемые в rbc -процесс) способствуют образованию и сохранению значит. количества ядер нек-рых лёгких элементов (отвечающих пикам кривой распространённости элементов в интервале $70 < A < 130$). Согласие выводов теории с характером экспериментальной кривой распространённости элементов оказалось вполне удовлетворительным.

Спец. проблемы Я. а. связаны с происхождением элементов Солнечной системы. Ср. содержание Li в земной коре примерно в 30 раз выше, чем в атмосфере Солнца, и близко к содержанию Li в молодых звёздах типа Т Тельца. В каменных метеоритах Li примерно столько же, сколько и в земной коре. Отсюда следует, что повышенное содержание Li в земной коре и метеоритах отражает характер вещества, из к-рого они образовались. В метеоритах обнаружены и др. аномалии изотопного состава, к-рые показывают, что непосредственно перед образованием метеоритов в исходном веществе происходили ядерные реакции (см. *Космохронология ядерная*). Т. о., данные Я. а. указывают, что возникновение планетной системы происходило в эпоху, когда Солнце было молодой звездой, подобной звёздам типа Т Тельца, и что Солнце и планеты образовались из одного и того же вещества, обогащённого тяжёлыми элементами, по-видимому, продуктами взрыва какой-то др. звезды (Солнце явл. звездой второго, а может быть, и третьего поколения, см. *Происхождение Солнечной системы*).

Не разрешённой до сих пор проблемой Я. а. явл. объяснение опытов по обнаружению солнечных нейтрино.

К очень важным новым проблемам Я. а. относится проблема распада протона. Из совр. теории элементарных частиц следует, что протон нестабилен и время его жизни составляет $> 10^{31}$ лет. Т. о., в весьма отдалённом будущем все звёзды, возможно, превратятся в нейтрино и фотоны.

Лит.: Зельдович Я. Б., Новиков И. Д., *Строение и эволюция Вселенной*, М., 1975; Тейлер Р. Дж., *Происхождение химических элементов*, пер. с англ., М., 1975; Войткевич Г. В., *Химическая эволюция Солнечной системы*, М., 1979. М. Ю. Хлопов.

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

Содержание:

1. Введение	752
2. Способы записи ядерных реакций	753
3. Энергетический выход ядерной реакции	753
4. Сечение и скорость ядерной реакции	754
5. Радиус действия ядерных сил, кулоновский и центробежный энергетические барьеры	754
6. Механизмы ядерных реакций. Термоядерные реакции	756
7. Статистически равновесные ядерные реакции	759
8. Термоядерная эволюция звёзд	760
9. Заключение	762

1. Введение

Я. р. называются процессы превращения атомных ядер (Я) при взаимодействии их между собой и с элементарными частицами.

В астрофизике Я. р. рассматриваются в основном в двух аспектах — как источник энергии *звёзд* и как причина образования и изменений содержания хим. элементов во Вселенной в целом и в отдельных её структурных элементах (галактиках, звёздах, межзвёздной среде и т. д.). Огромные запасы внутриядерной энергии постепенно освобождаются посредством Я. р. в недрах звёзд и обеспечивают их длительное существование в виде почти не меняющихся со временем (стационарных) гидростатически равновесных тел. Я. р. играют определяющую роль и на нестационарных стадиях эволюции звёзд, в т. ч. при вспышках новых и сверхновых звёзд. На всех этих стадиях звёздной эволюции посредством Я. р. синтезируется большинство встречающихся в природе тяжёлых химических элементов.

Исходные данные о Я. р. астрофизика берёт из экспериментальной и теоретич. ядерной физики. Я. р. определяются тремя из известных четырёх фундаментальных взаимодействий — сильным, эл.-магн. и слабым (лишь гравитац. взаимодействие не имеет непосредственного отношения к Я. р.). С этим связано громадное разнообразие Я. р.

Наибольший интерес для астрофизики представляют реакции (Р) слияния Я, иначе говоря, с п н т е з тяжёлых Я из более лёгких Я и *элементарных частиц*. В процессах синтеза выделение энергии происходит вплоть до образования ядер Fe и Ni, к-рые имеют наибольшую энергию связи в расчёте на один нуклон. Появление на определённых стадиях эволюции звёзд свободных *нейтронов* и захват их Я элементов группы железа приводит к синтезу ещё более тяжёлых атомных Я, вплоть до Я трансурановых элементов.

На заключит. стадиях эволюции достаточно массивных звёзд, когда темп-ра в их недрах становится очень высокой, скорости Я. р. увеличиваются настолько, что почти каждому элементарному акту синтеза к.-л. Я соответствует обратный акт расщепления этого Я на исходные составляющие. В результате устанавливаются вполне определённые кон-

центрации Я, не зависящие от скоростей Я. р. Такое состояние звёздного вещества принято наз. ядерным статистич. равновесием или NSE (от англ. nuclear statistical equilibrium). Состояние NSE поддерживается быстрыми и многочисл. прямыми и обратными Я. р. Установление NSE в недрах звёзд — одна из двух главных причин потери механич. устойчивости звёзд и перехода их в состояние гравитац. коллапса на конечных стадиях эволюции, вторая причина — *нейтронизация* звёздного вещества (см. *Гравитационный коллапс*).

Особое место в *ядерной астрофизике* занимают вызываемые слабым взаимодействием Р электронов и позитронов с Я. В этих Р участвуют также *нейтрино*. Позитронные бета-распады (см. *Бета-процессы*) явл. непременно звеном в цепочках Р синтеза хим. элементов из водорода (см. *Водородный цикл* и *Углеродный цикл*). Электронные бета-распады вместе с Р захвата нейтронов делают возможным образование в природе наиболее тяжёлых хим. элементов. Захват электронов Я, сопровождаемый интенсивным нейтринным излучением, оказывает решающее влияние на св-ва звёздного вещества на конечных стадиях эволюции звёзд (при нейтронизации и гравитац. коллапсе). Поглощение и излучение нейтрино в Р электронов и позитронов с нейтронами, протонами и Я играет важную роль в гидродинамич. картине образования *нейтронных звёзд* (и, возможно, *чёрных дыр*). Оно также определяет характеристики сопровождающих гравитац. коллапс всплесков нейтринного излучения, теоретич. предсказание к-рых имеет большое значение для реализации на нейтринных обсерваториях программ детектирования гравитационных коллапсов. Из этого краткого перечисления видно, насколько важны для астрофизики Я. р., обусловленные слабым взаимодействием.

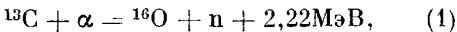
Др. область астрофизики, в к-рой св-ва Я. р. играют определяющую роль, относится к взаимодействию высокоэнергичных частиц (ускоренных Я) с межзвёздной средой и веществом разреженных звёздных атмосфер и околозвёздных оболочек. Высокоэнергичные частицы могут появляться в результате эл.-магн. ускорения при вспышках на звёздах и в магнитосферах пульсаров, а также вследствие прямого гид-

родинамич. ускорения в ударных волнах. Если вызываемые такими частицами Я. р. сопровождаются отщеплением от реагирующих Я лёгких фрагментов — протонов (р), нейтронов (п), α -частиц и т. д., то их наз. *реакциями скалывания*. Я. р. скалывания позволяют объяснить ряд особенностей состава *космических лучей* и отчасти происхождение лёгких элементов — Li, Be и В. Частицы достаточно больших энергий могут также приводить к образованию мезонов и др. *адронов* помимо нейтронов и протонов.

Я. р. лежат в основе строения и эволюции вещества Вселенной, поскольку представляют собой те элементарные процессы, посредством к-рых становится возможным проявление микроскопич. св-в Я в огромных пространственных и временных масштабах космоса.

2. Способы записи ядерных реакций

Употребляется два способа записи Я. р. Один из них аналогичен обычным хим. ур-ниям, напр.:



причём вместо знака равенства чаще пишется стрелка, чтобы подчеркнуть, в каком направлении идёт Я. р. В правой части может быть указан энергетический выход реакции Q (в МэВ). Положит. значение Q соответствует выделению, а отрицат. — поглощению энергии в Я. р.

Во втором (сокращённом) способе записи выделяются тяжёлые Я (мишень и продукты реакции), а бомбардирующая и выбрасываемая (или выбрасываемые) более лёгкие частицы пишутся в скобках и разделяются запятой. Указанная выше Р записывается при этом как $^{13}\text{C} (\alpha, \text{n}) ^{16}\text{O}$, а все Р такого типа наз. реакциями (α, n) . Большое значение в астрофизике имеют также реакции (p, γ) , (n, γ) , (p, n) , $(\text{p}, 2\text{n})$, (α, γ) и др. В число Я. р. включают и определяемые слабым взаимодействием *бета-процессы*. Распад трития можно записать как $^3\text{H} (\text{e}^- \bar{\nu}) ^3\text{He}$, а захват протоном электрона — элементарный акт процесса нейтронизации — как $^1\text{H} (\text{e}^-, \nu) \text{n}$. В сокращённой записи вне скобок стараются по возможности использовать хим. символы элементов (напр., ^1H вместо р и ^3H вместо трития t). Кроме того, дейтерий ^2H иногда обозначают как ^2D , а тритий ^3H как ^3T .

3. Энергетический выход ядерной реакции

В Я. р. строго выполняются законы сохранения импульса и энергии. Однако нек-рая часть кинетич. энергии может переходить в энергию покоя (см. *Масса покоя*) и, наоборот, энергия покоя может освобождаться в виде кинетич. энёргии [как в реакции (1)], к-рая передаётся др. частицам при последующих столкновениях или уносится такими элементарными частицами, как фотоны и нейтрино. Энергетич. выходом реакции Q наз. разность между суммарными энергиями покоя всех частиц до и после Р. Если $Q > 0$, то суммарная энергия покоя уменьшается в процессе Я. р. Такие Я. р. наз. *экзоэнергетическими* или *беспороговыми*. В принципе они могут протекать при сколь угодно малой начальной кинетич. энергии частиц. Наоборот, при $Q < 0$ часть исходной кинетич. энергии частиц превращается в энергию покоя. Такие Я. р. наз. *эндоэнергетическими* или *пороговыми*. Для их протекания необходимо, чтобы кинетич. энергия частиц превышала нек-рую величину (порог реакции).

Закон сохранения импульса накладывает ограничение на величину кинетич. энергии, к-рая может перейти в энергию покоя. Вся кинетич. энергия может перейти в энергию покоя лишь в том случае, когда полный импульс реагирующих частиц равен нулю. Поэтому Я. р. удобно рассматривать в системе координат, в к-рой центр инерции (ц. и.) взаимодействующих частиц покоится, т. е. полный импульс равен нулю по определению. Далее, если особо не оговорено, под энергией взаимодействия будет подразумеваться кинетич. энергия частиц в системе ц. и. В случае двух нерелятивистских ат. Я энергия взаимодействия определяется по ф-ле

$$\mathcal{E} = Mv^2/2, \quad (2)$$

где $v = |v_1 - v_2|$ — относит. скорость частиц, а M — приведённая масса

$$M = m_u \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}, \quad (3)$$

причём A_1 и A_2 — массы Я, измеренные в а. е. м. (m_u).

Условие протекания эндоэнергетич. Я. р. можно записать в виде $\mathcal{E} > |Q|$.

Из этого неравенства с помощью (2) можно получить в лабораторной системе координат, где, напр., частица с массой m_2 покоится, а частица с массой m_1 налетает на неё с кинетич. энергией $\mathcal{E}_1$, необходимое условие для протекания эндонергетич. реакции:

$$\mathcal{E}_1 > |Q| \cdot \left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right). \quad (4)$$

Такое возрастание порога реакции в лабораторной системе координат объясняется тем, что часть кинетич. энергии, связанная с движением центра масс, остаётся бесполезной для Я. р.

4. Сечение и скорость ядерной реакции

Рассмотрим реакцию между частицами двух типов (1 и 2). Предположим для простоты, что частицы 1 покоятся, а частицы 2 налетают на них со скоростью v . Тогда скорость реакции P_{12} , т. е. число реакций в ед. времени в ед. объёма, будет пропорциональна произведению $n_1 j$, где $j = n_2 v$ — число частиц 2, проходящих через ед. площади в ед. времени (поток частиц 2), а n_1 и n_2 — числа частиц 1 и 2 в ед. объёма. Коэффициент пропорциональности σ имеет размерность площади и наз. сечением Я. р. Выражение $P_{12} = n_1 n_2 \sigma v$ остаётся справедливым и в том случае, когда движутся оба типа частиц (тогда v — скорость взаимного сближения частиц, т. е. их относит. скорость). Сечения Я. р., вообще говоря, зависят от скорости (кинетич. энергии) реагирующих частиц. Кроме того, в астрофизич. объектах (напр., в звёздном веществе) обычно представлены частицы с различными скоростями. Поэтому для нахождения полного числа Я. р. в ед. объёма необходимо усреднить приведённое выше выражение для P_{12} по распределению относит. скоростей частиц

$$P_{12} = \frac{n_1 n_2}{1 + \delta_{12}} < \sigma v >, \quad (5)$$

где угловыми скобками обозначено ср. значение и введена величина δ_{12} , равная 0 или 1 в зависимости от того, различные или тождественные частицы 1 и 2. Введение величины δ_{12} связано с тем, что в описанном выше способе подсчёта числа реакций в случае тождественных частиц участие каждой частицы в реакции учитывается дважды: один раз, когда эта частица рассматривается как мишень, а другой раз как бомбардирующая частица.

Скорость выделения энергии ε , рассчитанная на единицу массы, вещества с плотностью ρ находится из соотношения

$$\varepsilon = Q \cdot P_{12} / \rho. \quad (6)$$

Теория ядерных взаимодействий вместе с данными экспериментальной ядерной физики позволяет рассчитать сечения Я. р., а с ними и две осн. используемые в астрофизике характеристики Я. р. — P_{12} и ε .

5. Радиус действия ядерных сил, кулоновский и центробежный энергетические барьеры

Ядерные силы явл. короткодействующими. Поэтому для эффективного протекания Я. р. частицы должны подойти достаточно близко друг к другу. Характерное расстояние R , в пределах к-рого ядерные силы оказываются существенными (его наз. радиусом ядерного взаимодействия), определяется соотношением

$$R \approx R_0 \left(A_1^{1/3} + A_2^{1/3} \right), \quad (7)$$

где A_1 и A_2 — массовые числа реагирующих Я, а $R_0 \approx 1,5 \cdot 10^{-13}$ см.

В цепочке ядерных превращений, к-рая заканчивается синтезом в звёздах Я тяжёлых элементов из первичных водорода и гелия, ключевыми звеньями оказываются Р протонов и α -частиц между собой и с более тяжёлыми Я, а также нек-рых Я с ядрами того же сорта и с подобными Я. В таких Я. р. сближению частиц на малые расстояния R препятствуют силы электростатич. отталкивания, и поэтому реагирующие частицы должны преодолеть кулоновский энергетический барьер.

Зависимость кулоновской потенциальной энергии V_c от расстояния между частицами r имеет вид

$$V_c(r) = e^2 Z_1 Z_2 / r, \quad (8)$$

где Z_1 и Z_2 — заряды частиц в ед. заряда электрона e . Высота кулоновского энергетич. барьера $\mathcal{E}_c$ получается при подстановке $r = R$ в (8): $\mathcal{E}_c = V_c(R)$ (рис. 1).

На больших расстояниях ($r \gtrsim R$) взаимодействие заряженных частиц определяется кулоновским потенциалом (8). Область ядерного взаимодействия ($r < R$) приближённо можно описать некоторым эффективным потенциалом.

Для многих целей оказывается достаточно считать, что потенциал имеет вид прямоугольной ямы с глубиной $V_0 = -40 \text{ МэВ}$. Крутые края такой ямы описывают интенсивное притяжение между ат. Я на расстоянии $r \approx R$.

В общем случае относит. движение частиц характеризуется моментом импульса, к-рый, согласно квантовой механике, может принимать лишь дискретные значения $\hbar \sqrt{l(l+1)}$, определяемые орбитальным квантовым числом $l = 0, 1, 2, \dots, l_{\text{макс}}$, где $l_{\text{макс}} = R/\lambda$

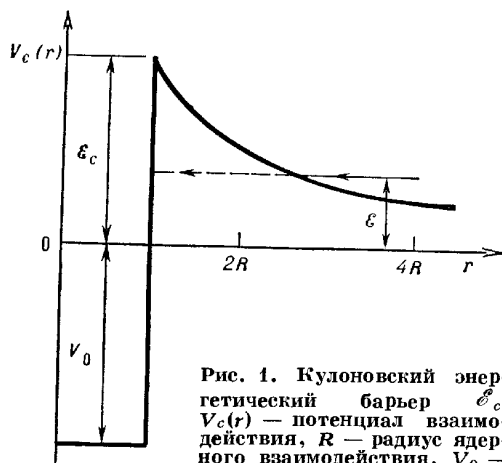


Рис. 1. Кулоновский энергетический барьер ϵ_c ; $V_c(r)$ — потенциал взаимодействия, R — радиус ядерного взаимодействия, V_0 — потенциал ядерного взаимодей-

действия, ϵ — энергия относительного движения частиц (энергия взаимодействия). Подбарьерный переход показан штриховой линией.

и $\lambda = \hbar/Mv$. При $l = 0$ момент импульса равен 0, что соответствует лобовому столкновению частиц. Когда частицы подходят близко друг к другу с сохранением момента импульса, кинетич. энергия их относит. вращения быстро возрастает. Поэтому для попадания в область действия ядерных сил заряженным частицам необходимо преодолеть не только кулоновский, но в случае $l > 0$ ещё и центробежный энергетич. барьер: $\epsilon_R = l(l+1)\hbar^2/2MR^2$. При взаимодействии нейтронов с Я кулоновский барьер отсутствует и остаётся только центробежный барьер (для $l > 0$). Существование, что в случае $l = 0$ центробежный барьер отсутствует. Кроме того, для нейтронов даже при $l = 1$ высота центробежного барьера оказывается большой по сравнению с энергией, к-рую они могут иметь в звёздном веществе [с увеличе-

нием l высота центробежного барьера растёт как $l(l+1)$].

Поэтому нейтроны эффективно реагируют с Я лишь при лобовых столкновениях в отсутствие центробежного барьера (при $l = 0$). При взаимодействии Я друг с другом высота центробежного барьера может уже не быть столь большой (велико MR^2). Однако в этом случае значительно более важную роль играет кулоновский энергетич. барьер. Именно он определяет зависимость сечения Я. р. от энергии взаимодействия частиц, тогда как суммарный вклад центробежных барьеров при различных $l \geq 1$ сводится лишь к умножению сечения Я. р. при $l = 0$ на слабо зависящий от энергии коэффициент, к-рый входит в общий множитель, обычно определяемый из данных эксперимента. Т. о., при характерных для звёздного вещества энергиях взаимодействия центробежный энергетич. барьер имеет второстепенное значение.

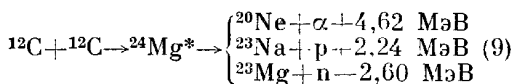
В классич. механике попадание частиц в область $r < R$ возможно лишь при условии, что энергия взаимодействия (2) превышает высоту энергетич. барьера, т. е. когда $\epsilon > \epsilon_c$ для заряженных частиц. Однако в квантовой механике существует конечная вероятность сближения частиц до расстояний $r < R$ даже в случае $\epsilon \ll \epsilon_c$ (туннельный эффект). Такой подбарьерный переход не означает нарушения закона сохранения энергии, полная энергия системы после перехода в точности равна энергии до перехода. Именно этот случай реализуется в звёздах: они светят миллиарды лет благодаря освобождению запасов ядерной энергии при постепенном «просачивании» Я сквозь энергетич. барьер. Расчёт вероятности подбарьерного перехода показывает, что она резко понижается как с увеличением высоты потенц. барьера, так и с уменьшением энергии взаимодействия при фиксиров. высоте барьера. Именно этим объясняется сильная зависимость сечений Я. р. между заряженными частицами от энергии (и в конечном счёте скоростей Я. р. от темп-ры), а также от зарядов Z реагирующих Я.

Следует отметить важное обстоятельство: вероятность подбарьерного перехода не зависит от направления движения частицы, т. е. от того, преодолевает ли частица энергетич. барьер, проникая в Я, или, наоборот, стремится с такой же энергией покинуть Я.

6. Механизмы ядерных реакций. Термоядерные реакции

Попадание частиц в область действия ядерных сил явл. необходимым, но, вообще говоря, недостаточным условием протекания данной Я. р. С той или иной вероятностью Я. р. может закончиться разными путями, т. е. пойти по различным каналам. Результат Я. р. во многом зависит от механизма её протекания. По механизму Я. р. подразделяются на две осн. группы: *прямые* Я. р. и Я. р., протекающие через *составное ядро*. (В этом разделе, как и в разделе 5, не рассматриваются обусловленные слабым взаимодействием реакции электронов, позитронов и нейтрино с Я.) В прямых Я. р. энергия частиц передаётся за короткое ядерное время $\sim 10^{-22}$ с (время прохождения реагирующими частицами расстояния, равного размеру Я) непосредственно одному или группе из неск. нуклонов, к-рые и образуют продукты Р. Примером могут служить (p, n)- и (n, p)-реакции при энергиях порядка неск. десятков МэВ.

Внутри звёзд характерные энергии частиц значительно меньше ($\lesssim 1$ МэВ). При таких энергиях большинство Я. р. идёт через составное Я. В процессе взаимодействия энергия постепенно распределяется между всеми имеющимися нуклонами реагирующих частиц, к-рые объединяются на промежуточной стадии Р в одно сравнительно долгоживущее (до 10^{-14} с) составное Я. На заключит. стадии Р составное Я с определённой вероятностью распадается на продукты Р по одному из возможных каналов, напр.:



Составное Я — возбуждённое ядро ${}^{24}\text{Mg}^*$ — распадается по неск. возможным каналам, число к-рых тем больше, чем сильнее возбуждение. В (9) указаны три осн. способа распада, соответствующих энергиям частиц внутри звёзд. Каналы с испусканием α -частиц и протонов примерно равновероятны, поскольку выделяемые энергии сравнимы с высотой кулоновских барьеров для вылетающих частиц. Канал с испусканием нейтрона сильно эндонергетичен и поэтому обладает небольшой вероятностью (она достигает неск. % лишь

при взрывном горении углерода на конечных стадиях звёздной эволюции, когда темп-ра превышает $3 \cdot 10^8 \text{ K}$). Вероятности распада составного Я зависят лишь от энергии возбуждения и не зависят от способа его образования, т. к. составное Я слишком долго «живёт» в ядерных масштабах времени и поэтому «забывает» историю своего происхождения.

Р, идущие через составное Я, делают свою очередь на *резонансные* и *нерезонансные*. Составное Я, как и всякая квантовая система, может находиться только в состояниях, характеризуемых дискретными значениями энергии (*уровнями энергии*). Если энергия реагирующих частиц такова, что энергия возбуждения составного ядра оказывается близкой к к.-л. его изолированному энергетич. уровню, то вероятность образования составного Я, а следовательно и сечение Р, резко возрастают (резонанс). В этом случае скорость Р определяется теми частицами, к-рые взаимодействуют с энергией $\mathcal{E}$, близкой к энергии $\mathcal{E}_r$, соответствующей возникновению резонанса. Однако с ростом энергии возбуждения, а также с увеличением массовых чисел реагирующих Я резко возрастает число уровней и расстояния (по энергии) между уровнями становятся сравнимыми с их шириной. Уровни перекрываются, и зависимость сечения образования составного Я от энергии уже не имеет вид далеко отстоящих резких максимумов, а представляет собой, хотя и волнообразную, но в среднем плавно меняющуюся ф-цию. В таких условиях в полную скорость Я. р. вносят вклад частицы в широком интервале энергий, Я. р. протекает нерезонансным образом. Кроме того, резонансная энергия может оказаться труднодостижимой в Я. р. Напр., ближайший изолиров. уровень составного Я может располагаться столь высоко, что в звёздном веществе практически не будет частиц с нужной высокой энергией. В случае экзонергетич. Р составное Я может, наоборот, иметь миним. энергию возбуждения (т. е. энергии возбуждения при энергии взаимодействия $\mathcal{E}=0$), превышающую энергию изолиров. уровня. В обоих случаях Я. р. тем не менее может идти с нек-рой скоростью, поскольку при отличии энергии Р от резонансной всё-таки имеется не равная нулю вероятность образова-

ния составного Я. Зависимость сечения такой Р от энергии плавная. Говорят, что Р идёт на крыльях резонанса, но нерезонансным образом.

Прямые Я. р. также носят нерезонансный характер.

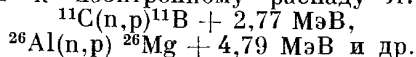
Расчёт сечения нерезонансных экзотергич. Я. р. между заряженными частицами приводит к следующему результату:

$$\sigma(\mathcal{E}) = (C/\sqrt{\mathcal{E}})[V\sqrt{\mathcal{E}_G/\mathcal{E}} \cdot \exp(-\sqrt{\mathcal{E}_G/\mathcal{E}})] = (S/\mathcal{E})\exp(-\sqrt{\mathcal{E}_G/\mathcal{E}}), \quad (10)$$

где $\mathcal{E}_G = (M/2)(2\pi e^2 Z_1 Z_2 / h)^2$ — т. н. энергия Гамова, а C и S — параметры, к-рые слабо зависят от $\mathcal{E}$. Множитель в квадратных скобках в (10) описывает вероятность прохождения частицы сквозь кулоновский энергетич. барьер и наз. **проницаемостью барьера**. Множитель $C/\sqrt{\mathcal{E}}$ в первом приближении можно представить как произведение геометрич. сечения столкновения, пропорционального R^2 , на вероятность осуществления Я. р., когда частицы находятся в пределах действия ядерных сил, т. е. на расстояниях $r < R$. Эта последняя равна произведению вероятности образования составного Я, к-рая пропорциональна времени пребывания частиц в области $r < R$, т. е. величине $R/v \sim 1/\sqrt{\mathcal{E}}$, и вероятности распада составного Я по интересующему нас каналу, слабо зависящей от $\mathcal{E}$.

При Я. р. с участием во входном канале нейтральных частиц (нейтронов, фотонов) сближение частиц не затруднено кулоновским энергетич. барьером. Для теории происхождения хим. элементов важна Р радиаци. захвата нейтрона (п, γ). Интересны также реакции (п, р) и (п, α), но скорость их обычно меньше, чем (п, γ), особенно на тяжёлых Я, поскольку вылетающим протонам и α -частицам приходится преодолевать кулоновский барьер. Однако в нек-рых экзотергич. Р нейтронов с лёгкими и средними Я кулоновский барьер для вылетающих частиц не очень высок, а энерговыделение в Р столь велико, что энергии протонов и α -частиц оказываются сравнимыми с высотой кулоновского барьера. Такие Р могут поэтому идти с довольно большой скоростью. Напр., реакция $^{14}\text{N}(\text{n}, \text{p})^{14}\text{C} + 0,63 \text{ МэВ}$ играет роль сильного поглотителя нейтронов на стадии горения

водорода в звёздах. Высокой скоростью и особенно большим энерговыделением обладают реакции (п, р) на неустойчивых к позитронному распаду Я:



Даже при очень малых энергиях интенсивно протекают нек-рые (п, α)-реакции, например $^6\text{Li}(\text{n}, \alpha)^3\text{H} + 4,78 \text{ МэВ}$, $^{10}\text{B}(\text{n}, \alpha)^7\text{Li} + 2,79 \text{ МэВ}$, а также $^{11}\text{C} + \text{n} \rightarrow 3\alpha + 11,4 \text{ МэВ}$.

При низких энергиях сечение нерезонансного поглощения нейтронов в экзотергич. реакциях (п, γ), (п, р), (п, α) и др. подчиняется знаменитому (подтверждённому многочисл. экспериментами и теоретич. оценками) «закону $1/v$ », т. е. сечение обратно пропорционально относит. скорости нейтронов и Я или корню квадратному из энергии взаимодействия

$$\sigma(\mathcal{E}) = C_1/v = C/\sqrt{\mathcal{E}}, \quad (11)$$

где коэфф. C несколько изменяется с энергией нейтронов.

Экзотергич. нерезонансные Р между заряженными частицами отличаются от Р между Я и нейтронами в основном наличием в сечении дополнит. множителя, учитывающего проницаемость кулоновского барьера: величина $C/\sqrt{\mathcal{E}}$ в (11) имеет тот же физ. смысл, что и в (10).

В резонансных Р плавные зависимости (10) и (11) сечения от $\mathcal{E}$ нарушаются появлением резких максимумов (резонансов) значений коэфф. S и C при таких значениях $\mathcal{E} = \mathcal{E}_r$, для к-рых энергия возбуждения составного Я равна энергии к.-л. его изолированного энергетич. уровня. Зависимость сечения от энергии вблизи изолиров. резонанса описывается как для нейтральных, так и для заряженных частиц ф-лой Брейта — Вигнера (она приводится в учебниках по ядерной физике).

Энергию, необходимую для протекания Я. р., частицы звёздного вещества приобретают в результате столкновений в процессе хаотич. теплового движения. Я. р. эффективны лишь при достаточно высокой темп-ре вещества, наз. **термоядерными реакциями**. Для определения скорости термоядерной Р (число актов за ед. времени в ед. объёма) необходимо усреднить произведение σv с учётом распределения частиц по относит. скоростям v , к-рое получается из *Максвелла распреде-*

ления заменой массы первой или второй частиц на приведённую массу M . С учётом того, что v^2 связано с $\mathcal{E}$ в системе ц. и. соотношением (2), вклад ΔP_{12} всех частиц 1 и 2, имеющих энергию относит. движения между $\mathcal{E}$ и $\mathcal{E} + \Delta\mathcal{E}$, в полную скорость P [в соответствии с (5)] равен

$$\Delta P_{12} = \frac{n_1 n_2}{1 + \delta_{12}} \cdot \frac{2}{kT} \sqrt{\frac{2}{\pi M kT}} \cdot \left[\sigma(\mathcal{E}) \cdot \mathcal{E} \times \right. \\ \left. \times e^{-\mathcal{E}/kT} \right] \cdot \Delta\mathcal{E}. \quad (12)$$

Полная скорость реакции P_{12} находится суммированием всех ΔP_{12} [интегрированием (12) по всем значениям $\mathcal{E}$ от 0 до ∞]. Сравнение полученного таким путём P_{12} с (5) даёт искомое выражение для $\langle \sigma v \rangle$.

Скорость термоядерной P между заряженными частицами очень мала как при низких энергиях частиц $\mathcal{E} \lesssim kT$ (вследствие трудности преодоления ку-

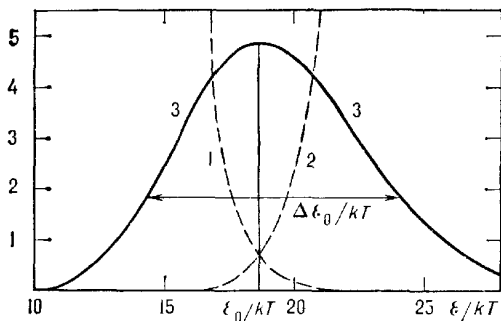


Рис. 2. Вид барьерного пика для главной реакции углеродного цикла $^{14}\text{N}(p,\gamma)^{15}\text{O}$. По вертикальной оси отложены значения функций, обозначенных на рисунке цифрами: 1 — $10^8 \cdot \exp(-\mathcal{E}/kT)$; 2 — $10^{16} \cdot \exp(-\sqrt{\mathcal{E}_G/\mathcal{E}})$ при $T = 2 \cdot 10^7$ К; 3 — $10^{25} \cdot \exp(-\sqrt{\mathcal{E}_G/\mathcal{E}} - \mathcal{E}/kT)$; $\mathcal{E}_0/kT = 18,7$; $\Delta\mathcal{E}_0/kT \approx 10$.

лоновского энергетич. барьера), так и при высоких энергиях $\mathcal{E} \gg kT$ (благодаря малому числу частиц с такими энергиями в случае максвелловского распределения частиц по скоростям). Поэтому существует определённый интервал энергий, в котором частицы взаимодействуют достаточно эффективно. Зависящая от энергии часть ф-лы (12) (выделена квадратными скобками) представляет собой с учётом (10) произведение двух экспонент — увеличивающейся с ростом $\mathcal{E}$, барьерной, и уменьшающейся, максвелловской (рис. 2). При нек-рой энергии $\mathcal{E}_0$ это произведение

достигает максимума [слабая зависимость $S(\mathcal{E})$ не меняет существа дела], к-рый наз. барьерным пиком. Осн. вклад в полную скорость P вносят частицы с энергиями в интервале $\mathcal{E} \pm \Delta\mathcal{E}_0$. Согласно вычислениям

$$\mathcal{E}_0 = kT(\mathcal{E}_G/4kT)^{1/3}; \\ \Delta\mathcal{E}_0 = 4kT\sqrt{\mathcal{E}_0/3kT}. \quad (13)$$

Структура барьерного пика такова, что интегрированием (12) т. н. методом «перевала» удаётся получить для $\langle \sigma v \rangle$ аппроксимационную ф-лу высокой точности:

$$\langle \sigma v \rangle = 4 \sqrt{\frac{2\mathcal{E}_0}{3M}} \cdot \frac{S_3}{kT} \cdot e^{-3\mathcal{E}_0/kT} \sim \\ \sim T^{-2/3} \cdot \exp(-C/T^{1/3}), \quad (14)$$

где S_3 — эффективное значение слабо меняющейся ф-ции $S(\mathcal{E})$.

Особенность барьерного пика в том, что при характерных для недр звёзд физ. условиях он располагается в области энергий, значительно превышающих ср. тепловую энергию частиц ($\mathcal{E}_0 \gtrsim 10 kT$), и явл. довольно широким, поскольку $\Delta\mathcal{E}_0$ сравнимо по величине с $\mathcal{E}_0$.

В случае нерезонансного взаимодействия нейтронов с Я выражение в квадратных скобках в (12) с учётом (11) достигает максимума при $\mathcal{E} = kT/2$. Ширина этого максимума $\Delta\mathcal{E} \approx 2kT$. Поэтому наиболее интенсивно реагируют нейтроны с энергиями, близкими к характерной тепловой энергии kT .

При взаимодействии заряженных частиц вклад резонансов в скорость термоядерной P особенно существен тогда, когда их энергии попадают в интервал $\Delta\mathcal{E}_0$ (вблизи $\mathcal{E}_0$), в то время как при взаимодействии нейтронов наиболее эффективны резонансы с энергиями, близкими к kT .

При больших плотностях звёздного вещества, достигаемых в процессе эволюции звёзд, скорости Я. р. увеличиваются за счёт экранирования положит. заряда Я отрицательно заряженными электронами. Электронное экранирование приводит к эффективному снижению кулоновского барьера и тем самым облегчает сближение Я. Этот эффект особенно значителен при плотностях $\rho \gtrsim 10^6$ г/см³, когда в недрах звёзд, несмотря на высокую темп-ру, электронный газ становится вырожденным (сильное экранирование). При отсутствии вырождения

экранирование не столь эффективно (слабое экранирование). В случае очень больших плотностей эффект экранирования оказывается столь значительным, что Я. р. идут уже в основном не за счёт высокой темп-ры, а благодаря снижению кулоновского барьера. Такие реакции иногда наз. п и к н о я д е р н ы м и.

7. Статистически равновесные ядерные реакции

В недрах обычных звёзд экзоэнергетич. Я. р. — источники звёздной энергии — протекают при темп-рах, для к-рых ср. энергия теплового движения частиц ниже как энергетич. выхода Р, так и высоты кулоновского барьера ($kT \ll Q, \mathcal{E}_c$). Поэтому скорость обратных пороговых Р ничтожно мала — в звёздном веществе практически отсутствуют частицы с энергиями больше Q . Однако на заключит. стадиях эволюции достаточно массивных звёзд, а также в процессе гравитац. коллапса звёздных ядер темп-ра достигает значений $T > (3-6) \cdot 10^9$ К, при к-рых в веществе имеется уже довольно много частиц с энергиями, необходимыми для быстрого протекания как прямых, так и обратных Р. Особенно интенсивно идут реакции (p, γ) , (n, γ) , (α, γ) и обратные им реакции фотоотщепления нуклонов и α -частиц от Я. Достаточно эффективными оказываются также прямые и обратные Р типа (p, n) , (n, α) , (p, α) и др. Путём последоват. фотоотщеплений нуклонов и α -частиц, а также обратных радиац. захватов Я с одними значениями (A, Z) превращаются в Я с другими (A, Z) , и наоборот. В веществе появляются практически отсутствовавшие при более низких темп-рах свободные нейтроны, протоны и α -частицы. Устаиваются вполне определённые равновесные концентрации различных Я (NSE). В условиях NSE массовая концентрация $X_{A,Z}[X_{A,Z} \equiv A n_{A,Z} m_u / \rho]$, где $n_{A,Z}$ — число Я (A, Z) в ед. объёма] Я любого вида связана с концентрациями свободных нейтронов X_n и протонов X_p соотношением, аналогичным известной *Саха формуле* для определения равновесной ионизации компонентов газа

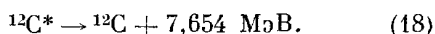
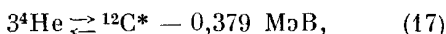
$$X_{A,Z} = \omega_{A,Z} A^{5/2} \cdot \frac{1}{2A} \left(\frac{2\pi\hbar^2}{m_u kT} \right)^{3/2} (A-1) \times \left(\frac{\rho}{m_u} \right)^{A-1} X_n^{A-Z} X_p^Z \exp\left(\frac{Q_{A,Z}}{kT}\right). \quad (15)$$

Здесь A — массовое число (число нуклонов в Я). Через $Q_{A,Z}$ обозначена абс. величина энергии связи атомного ядра (A, Z) , а через $\omega_{A,Z}$ — его статистич. вес:

$$\omega_{A,Z} = (2I_0 + 1) + \Sigma_r (2I_r + 1) \exp(-\mathcal{E}_r/kT), \quad (16)$$

где I_0 — спин осн. состояния, а суммирование производится по возбуждённым состояниям с энергиями возбуждения $\mathcal{E}_r$. Концентрация атомных ядер (A, Z) , находящихся в к.-л. определённом возбужденном состоянии $X_{A,Z}^r$, задаётся ф-лой (15) с заменой $\omega_{A,Z}$ на $(2I_r + 1) \exp(-\mathcal{E}_r/kT)$ (для осн. состояния $r = 0$ и $\mathcal{E}_0 = 0$).

Ещё до установления NSE (на более ранних стадиях эволюции звёзд) возникают такие условия, когда не все, а лишь нек-рые Я. р. уравниваются обратными реакциями. Иначе говоря, осуществляется частичное равновесие по Я. р. Примером может служить предшествующий NSE α -процесс (см. следующий раздел), а также Я. р. синтеза углерода из гелия. Если к.-л. Я. р. в точности уравнивается обратной ей Я. р., то концентрации частиц, вступающих в Р, и частиц — продуктов Р оказываются связанными определённым соотношением, к-рое можно получить с помощью (15). Именно такое соотношение используется при расчёте скорости синтеза углерода, осуществляющегося в две стадии:



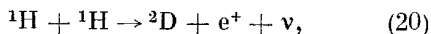
В Р (17) из трёх α -частиц образуется возбуждённое Я углерода ${}^{12}_6\text{C}^*$ ($I_r = 0$ и $\mathcal{E}_r = 7,654$ МэВ). Эта Р фактически явл. результатом двух последоват. резонансных Я. р., в к-рых возникает неустойчивое ядро ${}^8_4\text{Be}$: $2 {}^4_2\text{He} \rightleftharpoons {}^8_4\text{Be}$ и ${}^4_2\text{He} + {}^8_4\text{Be} \rightleftharpoons {}^{12}_6\text{C}^*$. В подавляющем большинстве случаев ${}^{12}_6\text{C}^*$ распадается (через ${}^8_4\text{Be}$) на исходные α -частицы. Лишь в одном из 2500 случаев после испускания γ -фотонов и электрон-позитронных пар ${}^{12}_6\text{C}^*$ переходит в конечный продукт гелиевых реакций — ядро ${}^{12}_6\text{C}$ в осн. состоянии. Поэтому с большой точностью можно считать реакцию (17) равновесной и воспользоваться (15) для нахождения n_{12}^* — числа ядер ${}^{12}_6\text{C}^*$ в ед. объёма:

$$n_{12}^* = X_{12}^* \frac{\rho}{12m_u} = 3^{3/2} \left(\frac{\pi \hbar^2}{m_u kT} \cdot \frac{X_{He} \rho}{8m_u} \right)^3 e^{Q/kT}, \quad (19)$$

где $Q = -0,379$ МэВ, а X_{He} — концентрация исходного гелия.

8. Термоядерная эволюция звёзд

Термоядерные P в звёздах приводят к постепенному изменению хим. состава звёздного вещества, что вызывает перестройку звезды и её продвижение по эволюц. пути. Первый этап эволюции заканчивается истощением водорода в центральных областях звезды. Затем после повышения темп-ры, вызванного сжатием центральных слоёв звезды, лишённых источников энергии, становятся эффективными термоядерные P горения гелия, к-рые сменяются P горения C , O , Si и последующих элементов — вплоть до Fe и Ni . Вследствие сильной зависимости подбарьерных термоядерных P от темп-ры, на каждом очередном этапе горения темп-ра звёздного вещества остаётся примерно постоянной. После истощения очередного ядерного горючего происходит повышение темп-ры и плотности до тех пор, пока не включаются новые термоядерные P между Y — продуктами предыдущего этапа эволюции. Следовательно, каждому этапу звёздной эволюции соответствуют определённые термоядерные P . Первыми в цепи таких Y . p стоят водородные термоядерные P . Они протекают двумя путями в зависимости от начальной темп-ры T_c в центре звезды, к-рая связана с её массой M в момент достижения главной последовательности. При $T_c < 1,7 \cdot 10^8 K$ ($M \lesssim 1,2 M_\odot$) основной оказывается цепочка P водородного цикла, тогда как при более высоких темп-рах преобладают P углеродного цикла. Наиболее медленную P каждого цикла (точнее, имеющую наименьшее значение $\langle \sigma v \rangle$) наз. главной реакцией, поскольку именно она определяет темп горения водорода и связанного с ним энерговыделения. От скоростей остальных, более быстрых P зависят лишь значения устанавливающихся квазистационарных концентраций участвующих в них Y , а также характеристики сопутствующего нейтринного излучения. Главная P водородного цикла — первичная P :



в к-рой происходит позитронный распад одного из протонов в момент сближения двух протонов на расстоянии действия ядерных сил. Сечение этой P определяется лишь теоретич. путём, т. к. из-за её крайне малой вероятности невозможно выполнить соответствующие измерения в лаборатории. Для грубой оценки сечения этого сложного процесса можно воспользоваться ф-лой, имеющей ясный физ. смысл:

$$\sigma \approx (4\pi b^2) \cdot \left(\sqrt{\mathcal{E}_G/\mathcal{E}} e^{-\sqrt{\mathcal{E}_G/\mathcal{E}}} \right) \cdot \left(\frac{2b}{v} \cdot \frac{\ln 2}{t_{1/2}} \right), \quad (21)$$

где первый сомножитель равен сечению соударения ($b = 4,3 \cdot 10^{-13}$ см — радиус дейтрона), второй описывает вероятность подбарьерного перехода, а третий — вероятность бета-процесса, к-рая равна произведению времени соударения $2b/v$ на вероятность бета-процесса за ед. времени $\ln 2/t_{1/2}$ ($t_{1/2}$ — время полураспада нейтрона). Третий сомножитель чрезвычайно мал: $\sim 10^{-23}$ при $t_{1/2} \approx 630$ с и $v = 10^8$ см/с. С учётом того, что $v \sim \sqrt{\mathcal{E}}$, ф-лу (21) можно записать в стандартном виде (10).

В связи с проблемой солнечных нейтрино сечение P (20) вычислялось самым тщательным образом с учётом различных поправок (радиационных, мезонных и др.). Для P (20)

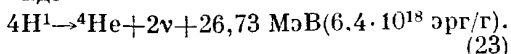
$$\begin{aligned} \langle \sigma v \rangle_{1,1} &= 6,33 \cdot 10^{-39} T_9^{-2/3} e^{-3,38/T_9^{1/3}} \times \\ &\times \left(1 + 0,123 T_9^{1/3} + 1,09 T_9^{2/3} + 0,938 T_9 \right) \\ &\text{см}^3/\text{с}, \quad (22) \end{aligned}$$

где $T_9 = T/10^9$ К. Выражение в скобках учитывает слабую зависимость $S(\mathcal{E})$. Приближённое выражение (21) даёт примерно в 3 раза большее значение $\langle \sigma v \rangle_{1,1}$ по сравнению с (22), что позволяет пользоваться (21) при грубых оценках.

Синтез гелия из водорода в P углеродного цикла протекает при участии катализаторов, роль к-рых играют малые примеси изотопов C , N и O в первоначальном звёздном веществе. Главная P в этом случае ${}^{14}N(p, \gamma) {}^{15}O$ настолько медленнее остальных P с участием C и O , что все первоначально имевшиеся изотопы C и O успевают быстро (по сравнению с характерным временем эволюции звезды) превратиться в ${}^{14}N$. При

темперах $(20-40) \cdot 10^8 \text{K}$, типичных для звёзд главной последовательности, реакция $^{14}\text{N}(\text{p}, \gamma)^{15}\text{O}$ идёт нерезонансным образом (рис. 2).

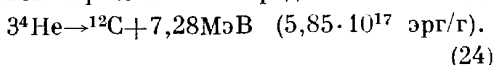
Общий результат водородного или углеродного цикла можно записать в виде



Часть освобождающейся в Р (23) энергии уносят из звезды нейтрино: $\approx 0,6 \text{ МэВ}$ в водородном цикле и $\approx 1,7 \text{ МэВ}$ в углеродном цикле на один образовавшийся атом гелия. Остальная энергия постепенно просачивается к поверхности звезды и поддерживает её свечение многие миллионы и миллиарды лет.

Последующий синтез хим. элементов из гелия и возможной в звёздных условиях примеси к нему водорода сильно затруднён. Дело в том, что в природе не существует ядра ^5Li и поэтому столкновения между протонами и α -частицами к синтезу ядер не приводят.

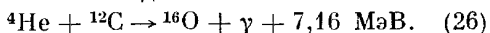
Хим. элементы тяжелее ^4He начинают синтезироваться лишь после полного выгорания водорода в центральной области звезды, когда темп-ра поднимается до $(2-3) \cdot 10^8 \text{K}$, а плотность увеличивается на 2-3 порядка и достигает 10^3-10^4 г/см^3 . В таких условиях становятся эффективными Р (17) и (18), итог к-рых можно представить в виде



В астрофизической литературе этот процесс принято называть 3α -реакцией. Его скорость, т. е. число актов в ед. объёма в ед. времени, равно отношению равновесной концентрации n_{12}^* из (19) к определённом из эксперимента времени жизни $\tau^* = 1,8 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ ядра $^{12}\text{C}^*$ по отношению к распаду (18):

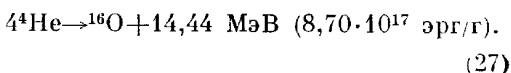
$$R_{3\alpha} = n_{12}^* / \tau^* = 4,37 \cdot 10^{13} \left(\frac{X_{\text{HeO}}}{T_9} \right)^3 e^{-4,40/T_9} \quad [\text{актов}/(\text{см}^3 \cdot \text{с})]. \quad (25)$$

Одновременно с 3α -реакцией в звёздах может идти Р



Её скорость определяется нерезонансным вкладом уровней 7,12 и 6,92 МэВ составного ядра ^{16}O . Соотношение между ^{12}C и ^{16}O — продуктами горения ^4He — зависит от соотношений скоро-

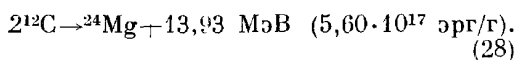
стей процессов (24) и (26). В наиболее массивных звёздах ($M \gtrsim 40 M_\odot$) горение гелия происходит при относительно низкой плотности и более высокой темп-ре (по сравнению с менее массивными звёздами), поэтому в таких звёздах скорость Р (26) относительно велика. В этом случае за 3α -реакцией всегда следует Р (26) и весь синтезированный в 3α -реакции углерод превращается в кислород:



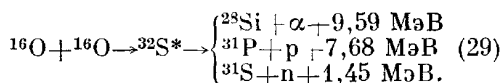
В результате в массивной звезде образуется кислородная сердцевина (кислородное звёздное ядро). В синтезиров. кислороде возможна небольшая примесь ^{20}Ne и ^{24}Mg , появляющихся в реакциях $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$ и $^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{24}\text{Mg}$. В звёздах средних масс ($10-30 M_\odot$) скорость Р (26) не так велика, чтобы весь углерод успел превратиться в кислород — к моменту истощения гелия концентрации ^{12}C и ^{16}O сравнимы. Внутри таких звёзд образуются углеродно-кислородные (CO -) звёздные ядра. В звёздах малых масс ($< 10 M_\odot$) Р (26) малоэффективна, и гелий превращается преим. в углерод.

Дальнейший ход термоядерной эволюции связан с реакциями горения углерода и кислорода. Электронный газ в CO -ядрах звёзд малых масс сильно вырожден, и поэтому горение углерода в Я. р. (9) обладает рядом особенностей. Во-первых, эффект сильного электронного экранирования способствует значит. увеличению скорости Р, во-вторых, термоядерная Р протекает в веществе с малой теплоёмкостью и, в-третьих, давление вещества слабо зависит от темп-ры. Два последних обстоятельства приводят к тому, что после того как при $T \sim 10^9 \text{ K}$ начинается выделение энергии в Я. р. (9), темп-ра быстро поднимается (до $\sim 10^{10} \text{ K}$), скорость Р резко увеличивается, а их продукты начинают взаимодействовать между собой и с исходными ^{12}C и ^{16}O — горение углерода приобретает взрывной характер. Иницированная реакцией (9) разветвлённая цепь термоядерных Р заканчивается образованием наиболее сильно связанных Я группы железа (см. Энергия связи) с выделением энергии $\sim 10^{18} \text{ эрг/г}$. Горение углерода в вырожденных звёздных ядрах считается наиболее вероятным механизмом взры-

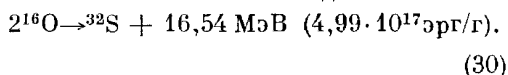
вов по крайней мере части сверхновых звёзд. В массивных звёздах горение углерода происходит в невырожденном (или слабовырожденном) веществе, темп-ра к-рого стабилизируется условиями гидростатич. равновесия на уровне $(5-7) \cdot 10^8 \text{ K}$. Появляющиеся в Я. р. (9) α -частицы и протоны сразу же вступают в термоядерные Р с ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne , ^{23}Na и продуктами этих Р. В конечном счёте ядра ^{12}C превращаются преим. в ^{24}Mg с примесью ^{16}O , ^{20}Ne , ^{28}Si и нек-рых др. изотопов. Итог углеродных Р можно грубо представить в виде



Последующее горение кислорода начинается при тем-ре $T \approx 2 \cdot 10^9 \text{ K}$ реакциями



Нек-рый вклад могут вносить также др. каналы распада составного ядра $^{32}\text{S}^*$, напр. $^{32}\text{S}^* \rightarrow ^{30}\text{Si} + 2\text{p}$, $^{24}\text{Mg} + 2\alpha$. Цепочка вызванных процессом (29) ядерных превращений заканчивается образованием серы ^{32}S с примесью ^{28}Si и ^{36}Ar . Конечный результат можно приближённо записать в виде



После того как горение кислорода заканчивается и темп-ра поднимается до $3 \cdot 10^9 \text{ K}$, начинается заключительный этап термоядерной эволюции. Из-за большого кулоновского барьера между двумя ядрами ^{32}S их взаимодействие оказывается неэффективным. Однако при таких темп-рах γ -фотоны уже достаточно быстро (в звёздном масштабе времени) отщепляют от ^{32}S и др. изотопов нейтроны, протоны и α -частицы, к-рые снова захватываются Я. Вскоре после начала фоторасщепления серы в заметной концентрации в звёздном веществе остаётся наиболее устойчивый по отношению к фоторасщеплению изотоп ^{28}Si . Все остальные изотопы оказываются распределёнными в широком интервале массовых чисел A вплоть до элементов группы железа, причём их концентрации уменьшаются с ростом A . Характерное время термоядерной эволюции на этом этапе определяется скоростью фоторасщепления кремния. В звёздном веществе устанавливается состояние

промежуточного равновесия (квазиравновесия) по Я. р.: имеющиеся в небольших концентрациях протоны, нейтроны и α -частицы интенсивно реагируют с различными изотопами в Р типа (p, γ) , (n, γ) , (α, γ) , (p, n) , (p, α) , (n, α) , причём каждая из Р такого типа с участием к.-л. изотопа (кроме ^{28}Si) приблизительно компенсируется обратной Р. В результате при заданной концентрации ^{28}Si концентрации др. изотопов оказываются связанными с концентрациями n , p , и α -частиц определёнными соотношениями (см. раздел 7).

По мере фоторасщепления ^{28}Si продолжается выделение энергии, темп-ра возрастает и в квазиравновесии всё большее значение приобретают изотопы группы железа. Этот процесс наз. обычно α -процессом, поскольку наибольшие концентрации в условиях квазиравновесия имеют α -частичные изотопы, такие, как ^{28}Si , ^{32}S , ^{36}Ar , ^{40}Ca , ^{56}Ni и др., и в первом приближении его можно представить как перераспределение α -частиц между различными изотопами.

К концу α -процесса темп-ра поднимается до $(4-5) \cdot 10^9 \text{ K}$ и наступает конечное состояние термоядерной эволюции массивных звёзд — ядерное статистич. равновесие (NSE). Суммарное энерговыделение при переходе от ^{32}S к NSE составляет $\approx 2,5 \cdot 10^{17} \text{ эрг/г}$.

Внутри массивных звёзд образуются железные звёздные ядра, к-рые в конце концов теряют устойчивость и переходят в состояние гравитац. коллапса, заканчивающегося образованием нейтронных звёзд и, возможно, чёрных дыр. Первостепенную роль при этом начинают играть управляемые слабым взаимодействием Я. р. электронов, позитронов и нейтрино с Я, нейтронами и протонами. Такие Я. р. описываются теорией слабых взаимодействий. На св-ва звёздного вещества начинают существенно влиять два обстоятельства: вырождение электронного газа и присутствие Я в различных возбуждённых состояниях. Эти обстоятельства учитываются при решении таких астрофизич. проблем, как, напр., происхождение хим. элементов, нейтронизация звёздного вещества и нейтринное излучение звёзд.

9. Заключение

Термоядерные Р, происходящие в глубоких недрах звёзд, обуславливают их эволюцию от стадии звездообра-

зования до конечных стадий взрыва и коллапса. Но существуют и др. физ. условия, в к-рых Я. р. могут быть также источником энергии и причиной многих космич. явлений. К таким явлениям относятся, напр., вспышки *новых звёзд*, рентгеновские и гамма-*барстеры*. Их объясняют аккрецией вещества, состоящего гл. обр. из водорода и гелия, на поверхность белого карлика (новые звёзды) или на поверхность нейтронной звезды (барстеры). Попавшее на поверхность белого карлика или нейтронной звезды вещество сжимается и нагревается. В конце концов происходит термоядерная вспышка или даже взрыв с выбросом вещества — продуктов взрыва — в межзвёздное пространство. Я. р. синтеза в рассматриваемом случае в основном совпадают с описанными выше Я. р., играющими осн. роль в энергетике эволюционирующих звёзд. Тем не менее, имеются определённые характерные отличия. Я. р. водородного горения в таких вспышках и взрывах протекают при существенно более высоких темп-рах. В этом случае горение водорода уже не ограничивается образованием Я гелия, а изотопы элементов С, N, O теряют свою специфич. роль катализаторов. Водородное горение продолжается до образования элементов железного пика, а оба цикла — водородный и углеродный — утрачивают свой циклич. характер. Это происходит, если темп-ра вещества в начале водородного горения превышает $4 \cdot 10^8$ К. Несмотря на усложнение картины термоядерного горения, осн. методы вычисления скоростей Я. р. синтеза в этих случаях остаются прежними. Сравнение расчётов термоядерных вспышек с наблюдениями новых звёзд показывает, в частности, что аккрецирующее вещество должно содержать в повышенной концентрации ядра С, N, O (более 15% весовой концентрации против менее 1% в солнечном веществе). У рентг. барстеров вспышка обусловлена термоядерным горением гелия, так что в аккрецирующем веществе существенно преобладает гелиевый компонент.

Кинетич. энергия частиц, необходимая для осуществления Я. р., конечно, не обязательно связана с тепловым движением частиц. Тем более не обязательно равновесное (максвелловское) распределение частиц по скоростям. Если не ограничиваться рассмотрением только глубоких звёздных недр, то в опре-

делённых астрофизич. условиях, в особенности в разреженных оболочках и атмосферах звёзд, могут действовать неравновесные газодинамич. и электродинамич. процессы «холодного» ускорения Я и элементарных частиц. С приобретением достаточно больших энергий ускоренные частицы могут осуществить Я. р. синтеза не термоядерного характера. Не исключены в астрофизич. условиях также Я. р. деления. Процессы деления Я играют, по-видимому, существенную роль при выбросе вещества из глубоких слоёв нейтронных звёзд на определённых стадиях их эволюции. Это связано с тем, что вещество внутри нейтронных звёзд состоит, по всей вероятности, из свободных нейтронов, сильно нейтронизованных Я (с очень большими значениями массовых чисел A) и релятивистских вырожденных электронов. Попав при выбросе в разреженное вещество, эти Я после неск. последовательных бета-распадов оказываются неустойчивыми по отношению к Я. р. деления. Такой процесс может быть существенным в природе гамма-барстеров, а также в нуклеосинтезе самых тяжёлых из существующих атомных Я. В синтезе тяжёлых элементов, расположенных за железным пиком (см. *Распространённость элементов*), очень важную роль играют Я. р. с нейтронами.

Лит.: Широков Ю. М., Юдин Н. П., Ядерная физика, 2 изд., М., 1980; Внутреннее строение звёзд, под ред. Л. Аллера и Д. Б. Мак-Лафлина, пер. с англ., М., 1970; Фаулер У., Хойл Ф., Нейтринные процессы и образование пар в массивных звездах и сверхновых, пер. с англ., М., 1967; Тейлер Р. Дж., Происхождение химических элементов, пер. с англ., М., 1975; *Essays in nuclear astrophysics*, ed by C. A. Barnes, D. D. Clayton, D. N. Schramm, Camb., 1982; Fowler W. A., Caughlan G. R., Zimmerman B. A., *Thermonuclear reaction rates*, 2, «Annual Review of Astronomy and Astrophysics», 1975, v. 13, p. 69.

В. С. Ивашкин, Д. К. Набёжин.

ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ — силы, действующие между нуклонами, представляющие собой проявление сильного взаимодействия — одного из фундаментальных взаимодействий элементарных частиц. Сведения о Я. с. получены из данных о рассеянии нуклонов на нуклонах, а также из исследований св-в атомных ядер (связанных состояний нуклонов). Само существование атомных ядер заставляет предположить, что в Я. с. имеется существенное притяжение, которое и обеспечивает энергию связи нуклонов в ядрах порядка неск.

МэВ на нуклон. Кроме того, с увеличением числа нуклонов A в ядре энергия связи на нуклон остаётся примерно постоянной, а объём ядра растёт пропорционально A . Про системы с такими св-вами говорят, что в них имеется насыщение сил, и потому Я. с. наз. насыщенными. Они приводят к возможности существования ядерной материи (см. *Нейтронные звёзды*), плотность энергии к-рой не зависит от полного числа нуклонов и составляет примерно 16 МэВ на нуклон (если пренебречь эл.-магн. (кулоновскими) и гравитац. взаимодействиями). Грубо можно представить себе, что Я. с. — это притяжение только между нуклонами — ближайшими соседями, поэтому и энергия связи ядра пропорциональна числу нуклонов в ядре.

Обычно предполагают, что потенциал Я. с. в произвольной системе нуклонов можно свести к сумме потенциалов парных сил, т. е. сил, действующих между парой нуклонов (влиянием всех остальных нуклонов на данную пару пренебрегают). Хотя кроме парных взаимодействий нуклонов наверняка существуют многочастичные нуклонные взаимодействия, последние проявляются значительно слабее и их пока нельзя однозначно выделить в эксперименте. Поэтому под Я. с. обычно подразумевают парные Я. с.

Совершенно иная ситуация возникает в системе, где преимущественно действуют кулоновские или гравитац. силы. Из-за того, что потенциал этих сил очень медленно спадает с расстоянием r между частицами (как $1/r$), во взаимодействиях с данной частицей принимают участие не только ближайшие соседи, но и все частицы системы. Поэтому энергия взаимодействия растёт гораздо быстрее, чем число частиц, и насыщения сил не возникает. Ненасыщенные св-ва гравитац. сил и явл. причиной *гравитационного коллапса* массивных звёзд.

Я. с. описывают при помощи потенциала, к-рый явл. ф-цией расстояния r между нуклонами. В отличие от кулоновского и гравитац. потенциалов, обратно пропорциональных расстоянию, ядерный потенциал зависит от r гораздо сложнее. Напр., на расстоянии 1 ферми ($1 \text{ ферми} = 10^{-13} \text{ см}$) ядерное притяжение максимально и превышает кулоновское взаимодействие (потенциал) в неск. десятков раз, а гравитационное — в 10^{38} раз, однако с увеличением рассто-

яния до $r=6$ ферми ядерное притяжение убывает в 200 раз, тогда как кулоновское и гравитационное только в 6 раз.

Из-за такого различия ядерных, кулоновских и гравитац. сил их относит. эффект зависит от полного числа частиц в системе. В ядрах с $A \lesssim 300$ гравитац. силы несущественны, а кулоновские силы отталкивания пропорциональны квадрату числа протонов (Z^2) и уменьшают полную энергию связи примерно на 25% для ср. и тяжёлых ядер ($A \gtrsim 100$, $Z \sim A/2$). Кулоновские силы приводят также к спонтанному делению тяжёлых ядер, потому что суммарная кулоновская энергия отталкивания в ядрах — продуктах деления — меньше, чем в исходном ядре. Эти же кулоновские силы делают невозможным существование равновесной ядерной материи с примерно одинаковым числом протонов и нейтронов, поскольку энергия связи за счёт Я. с. растёт как A , а отталкивание за счёт кулоновских сил растёт как $Z^2 \sim A^2$.

Нейтронная ядерная материя в отсутствие гравитац. сил не может существовать, т. к., по теоретич. оценкам, притяжения между нейтронами чуть-чуть не хватает для образования связанного состояния. С ростом числа нуклонов в системе, а следовательно её массы, гравитац. силы становятся всё более важными. При суммарной массе нуклонов, сравнимой с массой нейтронной звезды ($\sim M_\odot$), гравитац. энергия превышает 15% массы покоя всех нуклонов (в энергетич. выражении); при этом гравитац. силы создают давление, необходимое для существования нейтронной материи в центре нейтронной звезды.

Ещё одно свойство потенциала Я. с. состоит в том, что если кулоновский и гравитац. потенциалы в нерелятивистском приближении зависят только от зарядов и масс частиц соответственно, то потенциал Я. с. зависит от гораздо большего числа переменных. Определим эти переменные. Нуклоны обладают *спином*, зарядом Q и движутся относительно друг друга с орбитальным моментом количества движения L . Кроме того, за счёт Я. с. возможен обмен зарядом между протонами p и нейтронами n . Количество различных членов в потенциале Я. с. зависит от всех комбинаций переменных, но уменьшается за счёт изотопич. и вращательной инвариантности потенциала Я. с. Согласно изо-

топич. инвариантности, существуют два различных типа ядерного взаимодействия: одно для симметричных по заряду состояний пары нуклонов pp или nn (ему соответствует т. н. изоспин $I=1$), другое для антисимметричных (pn , ему соответствует изоспин $I=0$). Согласно вращат. инвариантности, потенциал Я. с. зависит от ориентации спинов нуклонов относительно друг друга и определённого направления в системе: спины могут быть параллельными или антипараллельными, соответственно суммарный спин S равен единице или нулю. При $S=1$ в потенциале Я. с. имеется зависимость от ориентации спина относительно направления линии, соединяющей нуклоны. Соответствующий член в потенциале Я. с. наз. потенциалом тензорных сил. Кроме того, спин $S=1$ может быть по-разному ориентирован относительно плоскости орбиты нуклонов. Член в потенциале, содержащий эту зависимость, наз. потенциалом спин-орбитальных сил. Т. о., осн. составляющие части потенциала Я. с. включают четыре типа потенциала центральных сил (т. е. зависящих только от r — расстояния между нуклонами, но не от направления их движения): два по значению полного спина и два по значению изоспина. Имеются также два тензорных потенциала ($I=0,1$) и два спин-орбитальных ($I=0,1$). Кроме того, потенциал Я. с. может зависеть от L^2 и от P^2 — квадрата импульса нуклонов.

Прямое экспериментальное определение парных Я. с. состоит в опытах по рассеянию нуклонов (протонов или нейтронов) на нуклонной мишени. Для определения зависимости Я. с. от ориентации спинов требуются опыты с поляризов. нуклонами и поляризов. мишенями. Эти опыты выполнены, и имеются прецизионные данные в интервале энергий до 1000 МэВ (в лабораторной системе отсчёта — системе координат, связанной с покоящимся нуклоном).

На основании экспериментальных данных можно утверждать следующее.

1) Все члены в потенциале Я. с. сравнимы по величине. Главным остаётся потенциал центральных сил; спин-орбитальные и тензорные силы оказываются меньше, но всего в неск. раз. Для сравнения заметим, что для кулоновских сил в атоме зависящая от спинов часть потенциала составляет ок. 1% от центральной части ($\sim Q_1Q_2/r$).

2) Я. с. обладают конечным радиусом действия, поэтому их наз. короткодействующими по сравнению с кулоновскими или гравитационными.

3) На расстоянии 1—1,5 ферми центральная часть взаимодействия является притягивающей — глубина потенциала притяжения (потенциальной ямы) 30—50 МэВ; однако по законам квантовой механики энергия связанного состояния оказывается гораздо меньше (она отличается от глубины ямы на ср. кинетич. энергию, равную примерно $\hbar^2/mr_0^2$, где r_0 — ширина ямы притяжения, m — масса нуклона). Из-за малого радиуса действия Я. с. (1,5—2 ферми) притяжение оказывается достаточным для возникновения только одного связанного состояния протона и нейтрона с параллельными спинами (дейтрон) с энергией связи 2,2 МэВ. Два нейтрона (или два протона) вообще не образуют связанного состояния. Для сравнения укажем, что в молекуле водорода над осн. состоянием возникает целый спектр возбуждённых колебат. и вращат. состояний.

Заметим ещё, что энергию ядер или ядерной материи нельзя определить как энергию связи пары (2,2 МэВ), умноженную на полное число пар или число возможных связей; правильный расчёт гораздо сложнее и, напр., приводит к большой энергии связи среднего по массе ядра, даже когда энергия связи пары равна нулю.

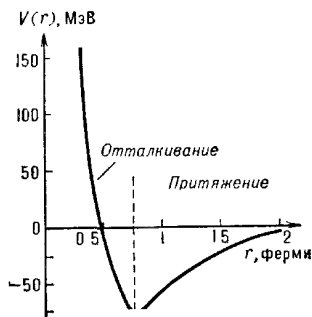
4) При больших энергиях нуклонов в эксперименте по рассеянию частиц (что эквивалентно малым расстояниям, $r < 1$ ферми) все компоненты Я. с. дают сильное отталкивание («кор», от англ. core — сердцевина). Величина потенциала Я. с. на достигнутых малых расстояниях составляет ок. 10^3 МэВ = 1 ГэВ. Наличие кора оказывается решающим фактором для насыщения Я. с. Если бы величина отталкивающей части потенциала в коре была всего в три раза меньше, то нуклоны могли бы коллапсировать на один или неск. центров и ядерной материи в обычном понимании не существовало.

Схематич. поведение потенциала центральных сил V_r как ф-ции r показано на рис. Оно несколько напоминает поведение потенциала двух нейтральных атомов. В качестве иллюстрации приведём аналитич. зависимость от расстояния r для потенциала Риды, харак-

теризующего взаимодействие двух нейтронов в состоянии с орбитальным моментом, равным нулю:

$$U_r = -10,463 \cdot \frac{e^{-x}}{x} - 1650,6 \cdot \frac{e^{-4x}}{x} + 6484,3 \cdot \frac{e^{-7x}}{x} \text{ (МэВ)},$$

где $x = \mu r$ и $\mu = 0,7 \text{ ферми}^{-1}$. Имеющиеся экспериментальные данные свидетельствуют о том, что нуклоны взаимодействуют как весьма сложные объекты.



Теоретич. интерпретация экспериментов по исследованию Я. с. осложнена тем, что ещё не создана последовательная теория сильных взаимодействий.

Разработка теории Я. с. была начата в 1935 г. япон. физиком Х. Юкавой, к-рый предположил, что Я. с. возникают за счёт того, что нуклоны обмениваются π -мезоном с массой 140 МэВ (π -мезон был открыт 10 лет спустя). Такой механизм объясняет конечный радиус действия Я. с. (он оказывается равным ок. $\hbar/m_{\pi}c \approx 1,4$ ферми) и приблизительно величину притяжения на больших расстояниях ($r > 1,5$ ферми).

В течение 60-х годов 20 в., когда были открыты более тяжёлые мезоны (ρ и ω), их также включили в схему обмена между нуклонами. Это позволило качественно объяснить возникновение спин-орбитальных сил и отталкивательного кора.

Для объяснения притяжения нужной силы на расстоянии ок. 1 ферми вводятся гипотетич. скалярные мезоны. В настоящее время вместо скалярных мезонов вводится обмен парой скоррелированных π -мезонов.

Расчёт энергий связи ядер ^3H , ^3He , ^4He с использованием парных потенциалов проводится теперь с точностью ок. 3%. Оказалось, что такой расчёт систематически приводит к недосвязанности ядер (по сравнению с эксперимен-

том). Например, для ^3H и ^3He расчёт даёт энергию связи на 20% меньше экспериментальной величины, для ^4He — на 30–40% меньше. Расчёты сечений реакций в трёх- и четырёхнуклонных системах в среднем лучше согласуются с опытом в области малых энергий (до 20 МэВ).

Всё это в сочетании с трудностью теоретич. объяснения величины кора заставляет признать теоретич. картину Я. с. не вполне удовлетворительной. Возникшая в последние годы кварк-глюонная картина строения частиц, участвующих в сильных взаимодействиях (адронов), представляет нуклон как систему из трёх валентных кварков, взаимодействующих за счёт обмена глюонами и находящихся внутри некоторого «пузыря» (обычно пазываемого кварковым мешком), окружённого давящим на него снаружи вакуумом. В такой картине Я. с. на малых расстояниях доминирует механизм слияния двух нуклонных мешков с образованием общего шестикваркового мешка. Поэтому два нуклона не могут быть рядом, на расстоянии, меньшем размеров общего мешка, что позволяет просто и количественно точно объяснить возникновение отталкивательного кора в Я. с. (а также и ряд др. характеристик Я. с.). Несомненно, кварк-глюонная картина Я. с. явл. наиболее фундаментальной, однако в её конкретном осуществлении делаются только первые шаги.

Лит.: Б л а т т Дж., В а й с к о п ф В., Теоретическая ядерная физика, пер. с англ., М., 1954; Б о р О., М о т т е л ь с о н Б., Структура атомного ядра, пер. с англ., т. 1–2, М., 1971–77; К а л о д ж е р о Ф., С и м о н о в Ю. А., Ядерные силы, насыщение и структура ядер, в сб.: Будущее науки, в. 9, М., 1976. Ю. А. Симонов.

ЯДРА ГАЛАКТИК

Содержание:

- | | |
|---|-----|
| 1. Введение | 766 |
| 2. Типы галактик с нестационарными ядрами | 767 |
| 3. Линейчатые спектры | 768 |
| 4. Непрерывные спектры | 769 |
| 5. Теоретические модели активных ядер | 771 |

1. Введение

Для гравитирующих систем характерна концентрация вещества к центру тяготения. Звёздные системы — *галактики*, как правило, имеют в центральных частях компактные сгущения — ядра, в состав к-рых входят и звёзды, и газ.

Наиболее чётко они выделяются в спиральных галактиках. Ядро Галактики имеет массу порядка неск. млн. $M_{\odot}$, оно окружено газовыми облаками, распространяющимися на расстояние до 150 пк от центра. Размер самого ядра меньше 10 пк, а его центральной части («ядрышка») $\sim 10^{-4}$ пк. Нек-рые галактики, напр. Магеллановы Облака, вообще не имеют ядер. Такая ситуация, по-видимому, типична для т. н. иррегулярных галактик с относительно небольшой массой, в к-рых нет заметной концентрации вещества к центру. У нек-рых галактик в ядрах обнаружены мощные области ионизов. газа и горячие звёзды («пекулярные ядра»). В этих областях, по-видимому, протекают процессы активного звездообразования. Для таких галактик характерны яркие эмиссионные линии в спектрах и мощное непрерывное УФ-излучение («галактики Маркаряна»).

В отдельных случаях процессы, протекающие в ядрах, не могут быть объяснены св-вами только сконцентрированных в них звёзд и газа. Таковы галактики с активными (нестационарными) ядрами, составляющие по численности ок. 1% норм. галактик (с неактивными ядрами). Нестационарность ядер проявляется в генерации мощного рентг., УФ-, ИК- и радиоизлучения, в выбросах облаков радиоизлучающей плазмы, в ускорении газовых облаков и т. д. По морфологич. св-вам галактики с нестационарными ядрами существенно отличаются от норм. галактик. Ниже рассматриваются св-ва нестационарных ядер галактик.

2. Типы галактик с нестационарными ядрами

Принято подразделять галактики с нестационарными ядрами на четыре осн. типа: *сейфертовские галактики*, *радиогалактики*, *лацертиды* и *квазары*.

Сейфертовские галактики и в большинстве своём — спиральные галактики с яркими ядрами. Они образуют, по-видимому, наиболее многочисленный (в ед. объёма пространства) класс нестационарных галактик. Наиболее характерным св-вом сейфертовских галактик явл. присутствие в их оптич. спектрах широких эмиссионных линий, свидетельствующих о движениях газа с большими скоростями.

Радиогалактики обладают мощным радиоизлучением (сравнимым

с их оптич. излучением, а часто превышающим его). Ближайшие радиогалактики (Дева А, Персей А, Кентавр А и др.) явл. ярчайшими членами скоплений галактик. По-видимому, большинство радиогалактик — это эллиптич. галактики.

Лацертиды получили своё название от объекта BL Lac, в каталоге переменных звёзд характеризуются оптич. переменностью с большой амплитудой (до $4-5^m$), переменным радиоизлучением и заметной поляризацией излучения. Они имеют вид звездоподобных объектов, окружённых туманными оболочками. В их оптич. спектрах нет эмиссионных линий, по к-рым можно было бы измерить красное смещение и тем самым расстояние до объекта. В нек-рых случаях, когда удаётся получить и исследовать спектр слабой туманной оболочки вокруг ядра лацертиды, оказывается, что этот спектр содержит линии поглощения, типичные для звёздного компонента удалённой галактики.

Квазары — точечные источники излучения, как и лацертиды. У близких квазаров обнаружены слабые туманные оболочки, спектры которых позволяют считать квазары ядрами далёких галактик.

К осн. св-вам нестационарных ядер галактик относят: излучение ядра составляет значит. часть излучения галактики; в широком интервале длин волн излучение ядра явл. нетепловым и избыточным по сравнению с норм. галактиками в УФ-, ИК-, радио- и рентгеновской областях; излучение ядра, как правило, переменное; в спектре ядра присутствуют широкие эмиссионные линии.

Эти св-ва не обязательно присущи в полной совокупности каждому нестационарному ядру. Так, сейфертовские галактики не обладают заметным радиоизлучением, лацертиды не имеют широких эмиссионных линий и т. д.

Выявление галактик с нестационарными ядрами производится по одному или нескольким перечисленным св-вам. Так, лацертиды выявляют по переменности их оптич. или радиоизлучения (многие из лацертид были известны ранее как переменные звёзды). Важным признаком нестационарности явл. иное, чем у норм. галактик, распределение энергии в спектре. Квазары выявляют, в частности, по ярким эмиссионным ли-

ниям $L\alpha$ и CIV , к-рые при больших красных смещениях ($z \gtrsim 2.5$) попадают в оптич. диапазон. Число квазаров, открываемых оптич. методами, сейчас уже превышает число квазаров, открываемых по их радиоизлучению. По-видимому, число оптических (радиоспокойных) квазаров составляет не менее 50%, а возможно и 90%, от всех квазаров. Весьма эффективным оказалось обнаружение галактик с нестационарными ядрами по их рентг. излучению (см. *Рентгеновская астрономия*).

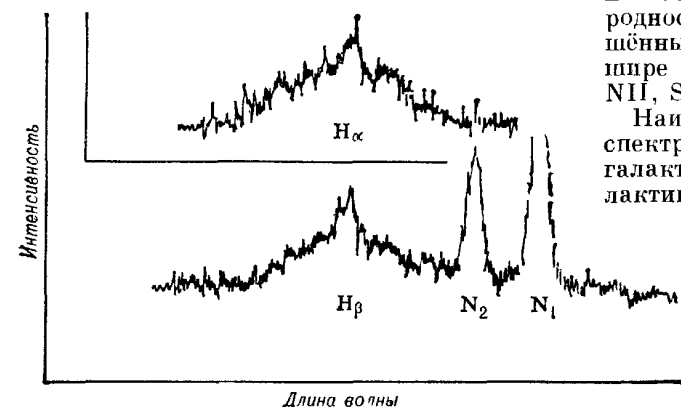


Рис. 1. Профили эмиссионных линий в спектре ядра сейфертовской галактики NGC 5548. $H\alpha$ и $H\beta$ — водородные линии серии Бальмера ($\lambda_\alpha = 6563$ Å, $\lambda_\beta = 4861$ Å); N_1 и N_2 — линии дважды ионизованного кислорода с длинами волн 5007 и 4959 Å.

жарными ядрами по их рентг. излучению (см. *Рентгеновская астрономия*).

Галактики с нестационарными ядрами можно, по-видимому, расположить в единую последовательность по степени увеличения светимости ядра в отношении к окружающим частям галактики: S, N⁻, N, N⁺, Q. На одном конце последовательности — спиральные галактики (S), далее N-галактики с различной степенью концентрации вещества к центру, на другом конце квазары (Q), у которых из-за их удалённости внешние области галактики не видны. Отношение светимостей ядра и галактики плавно возрастает вдоль указанной последовательности.

Распределение галактик с нестационарными ядрами на небесной сфере в среднем равномерно. Для сейфертовских галактик ярче 15.5^m подсчёты дают цифру — одна галактика на квадратный градус небесной сферы. Для квазаров ярче 19.5^m это число равно пяти. Не исключено, что многочисл. звездообразные объекты слабее 23^m в большинстве своём явл. квазарами.

Пространств. концентрация галактик с нестационарными ядрами зависит от их абс. звёздной величины (све-

тимости). По порядку величины пространств. концентрация сейфертовских галактик составляет 10^{-4} — 10^{-5} , радиогалактик 10^{-6} — 10^{-7} , квазаров 10^{-7} — 10^{-9} галактик/Мпк³. Пространств. концентрация норм. галактик $\sim 10^{-2}$ Мпк⁻³.

3. Линейчатые спектры

Главной чертой линейчатых спектров квазаров и сейфертовских галактик явл. наличие широких эмиссионных линий (рис. 1), а также неоднородность профилей линий: разрешённые линии (H, He) значительно шире запрещённых линий (OIII, NII, SiII и др.).

Наиболее подробно линейчатые спектры изучены у сейфертовских галактик. По виду спектров эти галактики делят на два типа. У га-

лактик 1-го типа разрешённые спектральные линии имеют ширины, соответствующие доплеровским скоростям в неск. тыс. км/с (см. *Доплера эффект*), тогда как запрещённые линии уже, их ширины соответствуют скоростям источников в неск. сотен км/с. Сейфертовские галактики 2-го типа имеют как разрешённые, так и запрещённые линии одинаковой ширины, отвечающие скоростям движения до тысячи км/с. Аналогичные спектры наблюдаются и у радиогалактик, у к-рых также есть два подкласса: с широкими и узкими линиями в спектре. Численность объектов в подклассах различна: число сейфертовских галактик 1-го типа (с широкими линиями) относится к числу галактик 2-го типа, как 3:1, у радиогалактик отношение обратное (1:3).

Эти цифры отражают, по-видимому, существенные и пока неясные стороны эволюции галактик с нестационарными ядрами.

Линейчатые спектры квазаров и сейфертовских галактик в основном подобны (за исключением узких линий поглощения, см. *Квазары*); спектры лацертид, как указывалось, преим. непрерывные, без эмиссионных линий.

Неоднородная структура профилей эмиссионных линий (рис. 1) может быть объяснена в рамках геометрич. модели, в к-рой центральный источник ионизирующего излучения окружён двумя подсистемами газа. Внутр. подсистема имеет высокую концентрацию частиц (выше 10^8 см^{-3}), она — источник разрешённых линий. По-видимому, эта подсистема состоит из облаков или волокон газа, движущихся с большими скоростями (до десяти тыс. км/с). На большем удалении от центрального источника располагается внеш. зона с меньшей плотностью ($10^3 - 10^5 \text{ см}^{-3}$) — источник запрещённых линий. Дисперсия скоростей по внеш. зоне порядка неск. сотен км/с. Типичные параметры газовых подсистем для нек-рых хорошо исследованных галактик приведены в табл. 1.

Табл. 1. — Характерные параметры газовых оболочек нестационарных ядер галактик

Параметр	Зона свечения	
	разрешённых линий	запрещённых линий
Светимость в линиях ОШ (4959 и 5007 Å)	$5 \cdot 10^{41} \text{ эрг/с}$ $\sim 10 M_{\odot}$	$5 \cdot 10^{41} \text{ эрг/с}$ $\sim 100 M_{\odot}$
Масса газа		
Кинетическая энергия га- за	$3 \cdot 10^{50} \text{ эрг}$	10^{50} эрг
Эффективная скорость . .	2000 км/с	300 км/с
Характерный размер . . .	$3 \cdot 10^{17} \text{ см}$ (0,1 пк)	$3 \cdot 10^{18} \text{ см}$ (1 пк)

Приведённые данные получены из спектроскопических наблюдений, а затем расчётом получен размер газовой оболочки. Прямым измерениям с Земли объектов с размерами меньше секунды дуги мешает беспокойствие атмосферы (см. *Разрешающая способность*). Для одной из сейфертовских галактик NGC 4151 размер ядра был измерен при помощи фотографирования с ракеты за пределами атмосферы. Верхняя граница размера газовой оболочки ядра оказалась равной $0,05''$, что соответствует линейному размеру ок. 10 пк.

Спектроскопич. наблюдения позволяют найти помимо плотности и темп-ры газовых масс содержание хим. элементов в оболочке. В тех случаях, когда удаётся получить надёжные данные,

оказывается, что хим. состав газа в нестационарных ядрах галактик в общем соответствует составу норм. звёзд в солнечных окрестностях. Этот факт безусловно отражает существенные черты эволюции нестационарного ядра галактики.

Изучение интенсивностей эмиссионных линий позволяет построить т. н. фотоионизац. модель газовой оболочки ядра галактики. Согласно этой модели, газ в оболочке ионизируется УФ-излучением, идущим из центрального источника, в свою очередь становясь источником более длинноволнового излучения. Расчёт интенсивности эмиссионных линий в рамках такой модели (с учётом хим. состава, распределения плотности и темп-ры) оказался в хорошем согласии с наблюдениями.

Определяемые по ширинам эмиссионных линий скорости движения газа в оболочке составляют неск. тыс. км/с. Предполагают, что столь значительные скорости газ приобретает благодаря давлению излучения центрального источника или давлению электронов высоких энергий. В последнем случае посредником в передаче энергии от электронов к ускоряемому газу должно быть магн. поле. По порядку величины энергия, излучаемая в спектр. линиях за ед. времени (табл. 1), сравнима с кинетич. энергией газа, отнесённой к характерному кинематич. времени облаков (времени их торможения). По-видимому, ускоренные облака тормозятся в окружающей среде и, теряя скорость, постепенно образуют сплошную газовую оболочку ядра с дисперсией скоростей того же порядка, что и дисперсия скоростей звёзд. Возможно, этим объясняется наличие двух зон (подсистем) газа с различающимися характеристиками.

4. Непрерывные спектры

Непрерывное излучение нестационарных ядер часто имеет степенную зависимость спектр. плотности потока F_{ν} излучения от частоты ν : $F_{\nu} \sim \nu^{-\alpha}$ со средним спектральным индексом $\alpha > \approx 0,7$ как в оптич., так и радиодиапазоне. Однако между оптич. и радиодиапазонами спектра нет плавного перехода, т. к. в ИК-области наблюдается избыток излучения, являющийся отличит. особенностью спектров нек-рых типов ядер (сейфертовские галактики 2-го типа). Степенной частотный спектр свойствен синхротронному излучению.

Однако для объяснения всех особенностей спектра нестационарных ядер простой синхротронный механизм вряд ли пригоден. Так, ИК-избыток в спектрах сейфертовских галактик 2-го типа можно объяснить тепловым излучением пылинок, но у сейфертовских галактик 1-го типа и квазаров природа избытка явно нетепловая.

Для сейфертовских галактик 1-го типа и квазаров характерно рентг. излучение, а в отдельных случаях они явл. источниками гамма-излучения (рис. 2). Цветовые особенности опти-

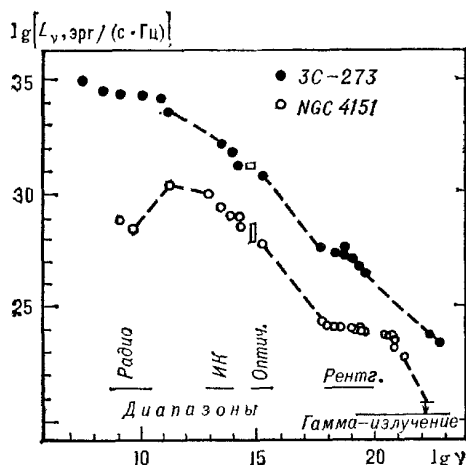


Рис. 2. Спектры сейфертовской галактики 1-го типа NGC 4151 и квазара 3C 273. По осям координат отложены логарифмы частоты ν и светимости L_ν на данной частоте.

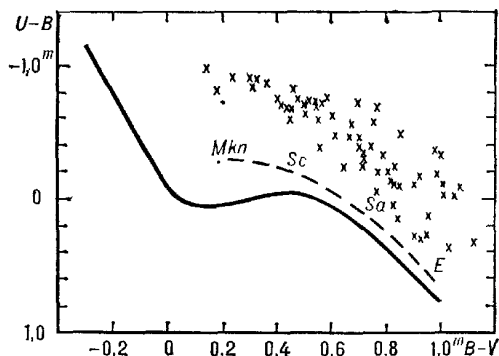


Рис. 3. Двухцветная диаграмма излучения сейфертовских галактик и квазаров (крестики), нормальных галактик (штриховая линия) и звезд главной последовательности (сплошная линия). $B - V$ и $U - B$ — фотоэлектрические показатели цвета, Mkn , Sc и Sa , E — соответственно галактики Маркаряна, спиральные и эллиптические галактики.

ческого излучения квазаров и сейфертовских галактик по сравнению с нормальными галактиками отражены на рис. 3.

Важнейшим св-вом непрерывного излучения нестационарных Я. г. явл. их оптич. переменность. Переменность ядер в ИК-диапазоне ещё не подтверждена с достаточной уверенностью. Обнаружена переменность рентг. излучения. На рис. 4 приведены данные фотометрич. наблюдений одной из наиболее хорошо изученных сейфертовских галактик NGC 4151, доказывающие переменность оптич. излучения с характерным временем в неск. лет. На аналогичных кривых блеска др. сейфертовских галактик и квазаров заметны два компонента: долгопериодич. изменения блеска с характерными временами в неск. лет и отдельные вспышки с временами порядка недель и месяцев. Общепринятого объяснения переменности ядер галактик не существует; более того, даже частные вопросы, напр. их возможная периодичность, всё ещё остаются дискуссионными.

Интегрирование по спектру позволяет вычислить полную (болометрическую) светимость ядра L_γ . Нек-рые типичные значения L_γ приведены в табл. 2.

Реальные светимости ядер близки к т. н. критической светимости. Оценку массы M_γ центрального тела галактик обычно делают при определённых модельных предположениях и считают, что к движению газовых облаков, дающих широкие эмиссионные линии, в гравитационном поле центрального тела применима *вириала теорема*. Раз-

Табл. 2. — Массы и светимости нестационарных ядер галактик

Объекты	$\lg(M_\gamma/M_\odot)$	$\lg(L_\gamma, \text{эрг/с})$
Квазары		
3C 273	8,7	47,3
3C 48	8,95	46,65
Радиогалактики		
3C 120	8,4	45,0
3C 390,3	8,95	45,2
Сейфертовские галактики 1-го типа		
NGC 1275	7,0	44,7
NGC 4151	7,7	44,75
NGC 3227	6,9	43,0
Маркарян 205	8,2	45,0
Сейфертовские галактики 2-го типа		
Маркарян 1	7,7	43,5
NGC 1068	9,1	44,3

личные модели дают в общем согласующиеся (по порядку величины) значения M_* .

Результаты исследований позволяют построить геометрич. модель нестационарного Я. г. Центральное тело (о его возможной природе будет сказано в разделе 5) с типичной массой 10^8 — $10^9 M_\odot$ и характерным размером ок. 10^{15} см окружено плазмой, генерирующей непрерывный спектр. Область генерации непрерывного спектра простирается до расстояния 10^{16} — 10^{17} см. Далее (до

т. д. Близкие вспышки сверхновых, сливаясь, могут образовывать мигрирующие зоны повышенной активности ядра. В этих случаях вспышка сверхновой может быть стартовым механизмом, освобождающим энергию, запасённую во всей области ядра. Регулярно протекающие в ядре вспышки сверхновых могут объяснить наблюдаемую энергетику ядер. Однако некоторые явления, связанные с радиогалактиками (выбросы вещества в виде струй релятивистской плазмы), говорят об упорядоченной структуре магн. поля ядра, что возможно лишь для ядра как единого тела.

Одна из моделей, рассматривающая ядро в виде единой магнитоплазменной вра-

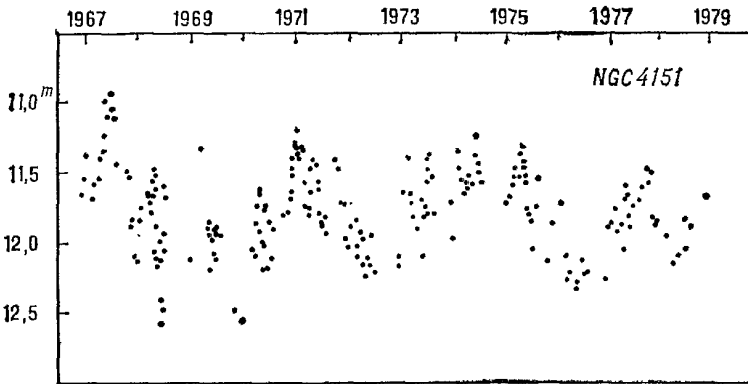


Рис. 4. Изменения блеска сейфертовской галактики NGC 4151 за период с 1967 по 1979 гг. (в звёздных величинах). Колебания блеска составляют $\approx 1,5^m$.

10^{18} см) наблюдаются газовые облака, ускоряемые давлением радиации (или потоком энергичных частиц) центрального тела. Этот газ постепенно переходит в газ галактики.

Генезис и физику ядра следует рассматривать в тесной связи с общими св-вами окружающей галактики.

5. Теоретические модели активных ядер

Модели нестационарных ядер галактик должны объяснить в первую очередь, как в столь малой по размерам области галактики генерируется столь мощное излучение. Наиболее развиты модели, согласно к-рым нестационарное ядро представляет собой: 1) звёздное скопление, 2) массивную магнитоплазменную конфигурацию, 3) чёрную дыру.

Исторически первыми появились гипотезы, объясняющие феномены в ядрах галактик вспышками *сверхновых звёзд*. При высоких плотностях числа звёзд в центральных частях галактик (10^6 — 10^8 звёзд на 1 пк^3) вероятность звёздных катастроф возрастает. Помимо обычных вспышек сверхновых можно представить себе столкновения звёзд, слияния звёзд малых масс в массивный объект с последующим взрывом и

сходящейся конфигурации, основана на аналогии с *пульсарами*. В различных вариантах этой модели вращающееся центральное тело, обладающее магн. полем, наз. магнитоидом, квазипульсаром, ротатором, спинаром и т. д. Образование такого тела может быть результатом оседания к центру галактики газа, потерянному звёздами, или стадий эволюции плотного звёздного скопления. На нек-рой фазе эволюции такого тела не-тепловое — магнитно-дипольное — излучение начинает превосходить тепловое излучение. Характерное время эволюции такой конфигурации при массе $\sim 10^8 M_\odot$ составляет $\sim 10^5$ лет. Рассматриваемая конфигурация может эффективно генерировать потоки частиц, что характерно для нестационарных ядер.

Наиболее популярна модель *чёрной дыры* в центре галактики. Излучает в этой модели газ, падающий на чёрную дыру (см. *Аккреция*). Газ нагревается в результате столкновений его частиц между собой при скоростях, близких к скорости света. Модель привлекательна прежде всего высоким коэфф. трансформации η кинетич. энергии падающего газа в излучение: $\eta = 0,06$ при сферически симметричной аккреции и

0,42 при дисковой аккреции (для термоядерных реакций на Солнце коэфф. трансформации в излучение составляет всего 0,007). Светимость при аккреции $L = \eta c^2 (dM/dt)$. Для обеспечения наблюдаемой светимости ядра, составляющей $10^{45} - 10^{47}$ эрг/с, необходим приток массы dM/dt порядка $1M_{\odot}$ в год, что легко реализуется в галактике с массой $10^{11} - 10^{12} M_{\odot}$.

В этой модели одной из осн. проблем явл. выяснение природы источников вещества, падающего на чёрную дыру. Возможны следующие источники: межгалактич. газ, аккрецируемый галактикой; падение рассеивающегося вещества планетарных туманностей и, наконец, приливное разрушение звёзд, пролетающих на близких расстояниях от чёрной дыры. Разрушая звёзды, чёрная дыра может увеличить свою массу до критич. значения $3 \cdot 10^8 M_{\odot}$ за характерное время $\sim 5 \cdot 10^8$ лет. При массе $3 \cdot 10^8 M_{\odot}$ приливной радиус чёрной дыры равен её *гравитационному радиусу* ($\sim 9 \cdot 10^{13}$ см ≈ 6 а. е.), и звёзды поглощаются чёрной дырой, не разрушаясь. После этого чёрная дыра уже не будет окружена газом от разрушенных звёзд. Не исключено, что рассматриваемую стадию можно отождествить с лацертидами, к-рые, в отличие от всех остальных типов галактик с нестационарными ядрами, не имеют в ядрах газа, дающего эмиссионные линии.

Рассмотренные модели отражают, возможно, различные стадии эволюции нестационарных Я. г. На ранних стадиях эволюции важную роль играют процессы в плотных звёздных скоплениях, особенно повышенная частота вспышек сверхновых звёзд. Магнитоплазменные модели в какой-то мере отражают наблюдаемые св-ва радиогалактик. Наконец, стадия чёрной дыры, по-видимому, явл. неизбежным финалом эволюции любой массивной гравитирующей конфигурации. Недавно было проведено детальное исследование радиогалактики M87 в созвездии Девы. Это гигантская эллиптич. галактика практически не вращается. Во внеш. областях галактики дисперсия скоростей составляет 230 км/с и отношение $M/L = 6$ (в солнечных единицах). По мере приближения к центру галактики дисперсия скоростей увеличивается до значения 350 км/с, а отношение M/L возрастает до 60. Возрастание дисперсии скоростей

с одновремен. падением яркости можно объяснить существованием в центре M87 массивного тела с $M = 5 \cdot 10^9 M_{\odot}$. Не исключено, что таким телом явл. чёрная дыра.

Лит.: Звезды и звездные системы, М., 1981; Происхождение и эволюция галактик и звезд, М., 1976; Берби Дж. Дж., Берби Дж. М., Квазары, пер. с англ., М., 1969; Тейлер Р. Дж., Галактики. Строение и эволюция, пер. с англ., М., 1981; Воронцов-Вельяминов Б. А., Внегалактическая астрономия, 2 изд., М., 1978; На переднем крае астрофизики, пер. с англ., М., 1979. Э. А. Дибай.

ЯДРО АТОМНОЕ. Атом всякого элемента состоит из Я. а., содержащего осн. долю массы атома, и электронной оболочки. У атома водорода Я. а. представляет собой элементарную частицу *протон*, у всех остальных элементов Я. а. состоит из *нуклонов* — протонов и нейтронов. Осн. характеристиками Я. а. служат массовое число A , равное общему числу нуклонов, и положит. электрич. заряд Z , равный числу протонов (если заряд выражать в ед. электронного заряда). Число нейтронов $N = A - Z$. Число Z определяет атомный номер элемента (его место в периодич. системе элементов Менделеева). Я. а. с одинаковыми Z , но различными A наз. *изотопами* (напр., изотопами явл. водород, дейтерий и тритий с $Z = 1$). Я. а. с одинаковыми A , но различными Z , напр. ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$, наз. *изобарами*. Все разновидности Я. а. наз. *нуклидами*. Я. а. принято представлять хим. символами соответствующих элементов с двумя численными индексами, верхний из к-рых указывает массовое число, а нижний — атомный номер (заряд ядра). Индексы эти принято писать слева от символа элемента, напр. ${}^4_2\text{He}$. Нижний индекс часто опускают, т. к. хим. символ (соответствующий элементу с определённым порядковым номером в таблице Менделеева) сам по себе уже указывает заряд ядра.

Протоны и нейтроны в Я. а. связаны *ядерными силами*. Радиус действия ядерных сил имеет тот же порядок величины, что и размеры Я. а. ($\sim 10^{-13}$ см). Плотность вещества Я. а. $\sim 10^{14}$ г/см³. Наряду с ядерными силами, связывающими нуклоны в ядро, между протонами действуют электрич. силы отталкивания. Они малы в лёгких ядрах и значительны в тяжёлых (с большим числом протонов). Ядра характеризуются *энергией связи* $\Delta E_{\text{св}}$, равной по абс. величине $\Delta M \cdot c^2$, где ΔM —

дефект массы. Ср. энергия связи на нуклон для средних и тяжёлых ядер составляет 7—8 МэВ. При этом энергия, необходимая для отделения одного нуклона от Я. а., меняется от 4 до 11—14 МэВ и обнаруживает заметную периодичность: ядра с числом нейтронов (или протонов) 2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 имеют наибольшую энергию связи, наиболее устойчивы в ядерных реакциях, наиболее распространены в природе. Их наз. *магическими ядрами*. Существование магич. Я. а. нашло объяснение в оболочечной модели ядер, основанной на квантовой теории движения нуклонов в ядре.

Я. а., подобно элементарным частицам, обладает собств. моментом количества движения — *спином*, значение к-рого может быть целочисленным (в частности, нулём) — при чётном A , или полуцелым — при нечётном A , и магн. моментом. Взаимодействием магн. момента ядра с магн. полем электронов атома объясняется т. н. сверхтонкая структура линий атомных спектров (расщепление линий на ряд очень близко расположенных компонентов, см. *Уровни энергии*).

Все Я. а. делятся на стабильные и нестабильные (радиоактивные). Нестабильные Я. а. характеризуются *временем жизни* или периодом полураспада. Для разных ядер возможны β^- - и β^+ -распады, K -захват, α -распад, спонтанное деление. Возбуждённые Я. а., получившие дополнительную энергию в результате, напр., столкновения с др. частицами, в ряде случаев приобретают способность к распаду. Столкновение лёгких ядер, обладающих достаточной энергией для преодоления действующих между ними сил электрич. отталкивания (кулоновского барьера), может привести к слиянию ядер и выделению значит. энергии (см. *Ядерные реакции*). Реакции слияния ядер (синтеза новых ядер) играют важнейшую роль как источники энергии звёзд. Ядерные реакции на ранних стадиях эволюции Вселенной, а затем в звёздах и космич. среде положены в основу совр. теории происхождения химических элементов.

М. Ю. Хлопов.

ЯНСКИЙ (Ян) — внесистемная единица спектр. плотности потока излучения, применяемая в радиоастрономии. Названа в честь амер. инженера К. Янского, открывшего космич. радиоизлучение. $1 \text{ Ян} = 10^{-26} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{Гц})$. Часто приме-

няют дольную единицу $1 \text{ мЯн} = 10^{-29} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{Гц})$.

ЯРКОСТНАЯ ТЕМПЕРАТУРА ($T_{\text{я}}$) — параметр, характеризующий спектр. плотность *потока излучения* тел, имеющих непрерывный спектр. Я. т. равна темп-ре *абсолютно чёрного тела* того же углового размера Ω , что и излучающее тело, и дающего такой же поток излучения на данной длине волны λ . В общем случае Я. т. определяется по ф-ле Планка (см. *Планка закон излучения*). В спектр. области, где применим *Рэлея — Джинса закон излучения*, $T_{\text{я}} = \lambda^2 \cdot F_{\lambda} / (2k \Omega)$, где F_{λ} — спектр. плотность потока излучения на волне λ .

В случае *теплового излучения* Я. т. связана с термодинамич. темп-рой излучающего тела T соотношением: $T_{\text{я}} = T (1 - \exp[-\tau(\lambda)])$, где $\tau(\lambda)$ — *оптическая толща*. Если на данной длине волны излучающее тело непрозрачно ($\tau \gg 1$), то Я. т. равна T . Для прозрачных излучающих тел $T_{\text{я}} < T$. Понятие Я. т. применяют при изучении Солнца, звёзд, газовых туманностей межзвёздной среды, планет и др. космич. объектов. Примеры: Я. т. Солнца на волне $\lambda = 4500 \text{ \AA}$ ок. 6200 К, на волне $\lambda = 6500 \text{ \AA}$ ок. 6000 К. Собств. излучение областей нейтрального водорода межзвёздной среды соответствует $T_{\text{я}} \sim 100 \text{ К}$ (для $\lambda = 21 \text{ см}$). Для Венеры $T_{\text{я}} \approx 600 \text{ К}$ ($\lambda = 3,15 \text{ см}$), для Юпитера $T_{\text{я}} \approx 200 \text{ К}$ ($\lambda = 8\text{—}14 \text{ мкм}$). Я. т. источников *нетеплового излучения* могут быть очень велики; напр., Я. т. пульсаров достигают 10^{31} К .

К. В. Бычков.

ЯРКОСТЬ — фотометрическая величина, характеризующая излучательную способность протяжённых тел в данном направлении. Я. тела в данном направлении определяется энергией, излучаемой в ед. времени внутри единичного телесного угла элементом поверхности тела, проекция к-рого на плоскость, перпендикулярную выбранному направлению, имеет единичную площадь.

За ед. Я. в Международной системе единиц принят нит — яркость поверхности, каждый м^2 к-рой излучает в перпендикулярном к ней направлении в пределах угла 1стерадиан поток, равный 1 люмену. В астрономии Я. часто измеряется видимой *звёздной величиной* поверхности площадью в 1 кв. сек. дуги.

Я. ночного неба составляет $m_{\text{в}} \approx 21,6$ с квадратной секунды, т. е. $\approx 2 \cdot 10^{-4}$ нит.

А. В. Засов.

ПРИЛОЖЕНИЕ

КАТАЛОГИ астрономические — списки, в к-рых приводятся различные характеристики звёзд и др. космич. объектов.

Звёздные каталоги (ЗК). В ЗК приводятся координаты, компоненты движений, элементы галактич. орбит, разнообразные физич. данные, сведения о переменных, двойных и кратных звёздах, звёздах, входящих в скопления, ассоциации, комплексы и т. п. ЗК явл. фундаментом для исследований не только в астрономии, но и в смежных дисциплинах — геодезии, навигации, службе времени, спутниковой астрономии и др. Информация, содержащаяся в ЗК, явл. основой для изучения строения и кинематики Галактики и её подсистем, для установления системы астрономич. координат, шкалы расстояний в Галактике и т. д.

Все ЗК можно разделить на оригинальные (в астрометрии их называют *исходными*), полученные непосредственно из наблюдений на одной обсерватории, и производные (или *компилятивные*), полученные путём обработки данных разных обсерваторий. В совр. ЗК положений приводятся экваториальные координаты (см. *Координаты астрономические*), звёздные величины, годичная (или столетняя) прецессия, иногда собственное движение звёзд (изменение координат звезды за год, вызванное её перемещением в пространстве) и др. характеристики. Исходные ЗК положений по методу наблюдений делятся на абсолютные — независимые от ранее существовавших К., и относительно, координаты в к-рых получены относительно положений некого числа т. н. опорных звёзд, взятых из какого-либо К. Число исходных ЗК положений велико (> 2000), и они заметно отличаются друг от друга по точности. Путём объединения исходных К. получают компилятивные фундаментальные и сводные ЗК. Фундаментальные большого числа К., наблюдаемых в различных эпохи и содержащих звёзды, распределённые по всему небу. ФК создают новую самостоятельную систему, они явл. наиболее точными К. всего неба и наилучшим образом задают ср. экваториальную систему астрономич. координат. Сводные К. создаются в результате объединения (с целью уменьшения случайных ошибок координат) относит. наблюдений, проведенных примерно в одну и ту же эпоху (т. е. прибл. в одно и то же время) на нескольких обсерваториях в уже существующей фундаментальной системе. В ФК содержатся также сведения, необходимые для воспроизведения системы координат для любой эпохи: изменения координат (или прецессия) и собств. движения звёзд. Точность собств. движений явл. чрезвычайно существенной характеристикой ФК, т. к. она в значит. мере определяет продолжительность его «жизни». Фундаментальная система со временем ухудшается, если собств. движения определены недостаточно точно.

В настоящее время общепринятым ФК явл. FK4 (Fourth Fundamental Catalogue), содержа-

щий 1535 звёзд ([1] — см. лит. в конце статьи). Заканчивается создание нового ФК — FK5 с использованием многих К. положений, созданных после FK4. Принципиально новым явл. ФК слабых звёзд, созданный по инициативе советских астрономов (ПФКСЗ-2) [2]. Система его собств. движений привязана к галактикам (т. е. измерение собств. движений производилось относительно галактик).

Существуют К. приближённых координат очень большого числа звёзд, служащие для отождествления звёзд в К. или на небе. Для К. этого типа очень важна *плотность*, т. е. в них должны быть внесены все без исключения звёзды с характеристиками в определённом интервале (напр., ярче к.-л. предела) в исследуемой области неба. Широкой известностью пользуются «Боннское обозрение» BD [Bonner Sternverzeichnis (Durchmusterung)]

[3], содержащее 457 847 звёзд ярче $9,5^m$ в зоне от $+90$ до -23° по склонению (δ). В Южное полушарие этот К. продолжается в «Кордовском обозрении» CoD (Cordoba Durchmusterung) [4], δ — от -22 до -90° (613 953 звезды) и в «Капском фотографическом обозрении» CPD (Cape Photographic Durchmusterung) [5], содержащем 454 875 звёзд с δ от -19 до -90° . Номера звёзд в этих К. приводятся во многих ЗК для возможности отождествления.

Из большого числа К. различных характеристик звёзд опишем кратко только наиболее полные и часто используемые. Самым обширным и однородным среди К. спектров явл. каталог HD (Henry Draper Catalogue) [6], содержащий вместе со своим продолжением HDE спектры прибл. 400 тыс. звёзд. Совр. источник сведений о спектрах — каталог К. Янска и др. [7], к-рый даёт двумерную спектр. классификацию для прибл. 8500 звёзд. Дополнением к этому К. явл. каталоги У. Баскомба, а также каталог П. Кеннеди и У. Баскомба [8]. Фотоэлектрич. *UBV*-величины (см. *Астрометрия*) и цвета звёзд собраны в каталоге В. Бланко и др. [9], содержащем ок. 21 тыс. звёзд. В него входят данные, опубликованные до 1967 г. Сводный К. лучевых скоростей, содержащий ок. 15 тыс. звёзд, составлен Р. Вильсоном [10]. В сводке, составленной Х. Абтом и Э. Бигсом [11], собрано 44 тыс. значений лучевых скоростей (полученных на разных обсерваториях) для 25 тыс. звёзд. Общий К. тригонометрич. параллаксов, включающий 5822 звезды, был выпущен Л. Дженкинс [12] в 1952 г., а приложение к нему (1970 звёзд) — в 1963 г.

К. собств. движений многочисленны и разнообразны. Точные собств. движения приводятся во всех ФК и во многих сводных К. Есть К. собств. движений в различных областях неба и К. собств. движений особо интересных объектов. Обзор с целью обнаружения больших собств. движений выполнен В. Лютеном [13]. В его К. включены звёзды с собств. движениями $\mu > 0,2''$ или $\mu > 0,5''$. Собств. движения большого числа звёзд приводятся в компилятивных К. Напр., в К. ярких звёзд BS [14], четвёртое издание к-рого вышло

в 1982 г., и в К. Смитсоновской обсерватории [15], к-рый содержит различные данные (координаты, собств. движения, визуальные и фотографич. звёздные величины, спектр, класс и т. д.) для 259 тыс. звёзд. В Индекс-каталоге двойных звёзд [16] приводятся приближённые координаты, величины ρ и θ , характеризующие взаимное расположение компонентов *двойных звёзд*, даты наблюдений и число измерений, звёздные величины компонентов для прикл. 65 тыс. звёзд.

Существуют и всякого рода специальные К. Один из них — Общий каталог переменных звёзд (ОКПЗ) — содержит сведения о всех известных переменных звёздах [17]. Составителями этого К. по поручению Международного астрономич. союза явл. Государственный астрономич. институт имени Штернберга (ГАИШ) и Астрономич. совет (АС) АН СССР. Четвёртое издание ОКПЗ, работа над к-рым вскоре завершится, будет содержать 28 482 звезды. В этом К. приводятся координаты звёзд, период, блеск в максимуме и минимуме, спектр, *светимости* класс, ссылка на карту окрестности и т. д. Систематические выпускаются дополнения к ОКПЗ, содержащие сведения о звёздах, заподозренных в переменности.

В 1972 г. в Страсбурге был создан Международный центр астрономич. данных, где собираются сведения о различных характеристиках звёзд. Данные о любом К. или конкретной звезде выслаются по запросу из Страсбурга в виде перфоленки или микрофильма. В СССР есть филиалы Центра астрономич. данных. Это Пулково (К. положений) и АС АН СССР (К. др. характеристик звёзд).

Д. К. Каримова.

Каталоги различных астрофизических объектов. В последние десятилетия астрономы успешно осваивают радиодиапазон, изучают источники рентгеновского и γ -излучения. Важные результаты получены при изучении статистич. свойств дискретных источников излучения в различных диапазонах спектра. Естественно, что точные исследования начинаются с составления К. Ниже приводится краткое описание наиболее употребительных К. различных объектов.

Радиодиапазон. К. радиоисточников впервые появились в конце 1940-х гг. Наиболее известными явл. кембриджские (Великобритания) и австралийские обзоры. В 1959 г. появился Третий кембриджский К. — 3С, наблюдения выполнены на частоте 159 МГц. В 1961 г. на частоте 178 МГц были проверены источники из 3С со склонением $\delta > -0,5^\circ$ [18]. Для обозначения источников из этого К. принята последовательная нумерация. Напр., 3С 273 обозначает радиоисточник из 3С под номером 273. Этот К. содержит ок. 500 радиоисточников с потоком, большим 8 Ян (т. е. предельный поток К. 8 Ян). В 1965 и 1967 гг. был опубликован Четвёртый кембриджский К. 4С [19]. В обзор вошли 4843 радиоисточника с потоком больше 2 Ян ($7^\circ < \delta < 80^\circ$). Для обозначения радиоисточников в этом К. используется следующая схема: название обзора — склонение в градусах — порядковый номер внутри полосы шириной 1° по склонению, напр. 4С 21.41. На др. обсерваториях радиоисточники из этого К. изучались на различных частотах; были проведены их отождествления с объектами, наблюдаемыми в др. диапазонах спектра (в основном, в оптическом). С 1966 по 1977 гг. опубликовано 9 частей Пятого кембриджского К., выполненных на частоте 408 МГц [20]. Предельный поток этого К. мал (в среднем 0,02 Ян), поэтому на небольшой площади небесной сфе-

ры (диаметр области каждой части 4°) в среднем в каждую часть обзора внесено ок. 200 источников. Обозначения: название обзора — номер части — порядковый номер, напр. 5С 1. 24.

Наиболее полными обзорами южного неба явл. австрал. обзоры, выполненные при помощи 64-м радиотелескопа в Парксе на частотах 408,1410 и 2650 МГц. В 1969 г. опубликован паркский К., в к-ром содержатся данные о неск. тыс. радиоисточников в зоне склонений от 27° до -90° [21]. В этом К. содержится многочисл. данные о поляризации, структуре и отождествлениях источников с оптич. объектами. Он явл. полным (т. е. зарегистрированы все источники с потоком больше данного) вплоть до потоков в 1,5 Ян на 635 МГц. Источники в этом К. обозначаются следующим образом: название К. — прямое восхождение (первые две цифры — часы, две вторые — минуты) — знак склонения — склонение в градусах, напр. PKS 0417 + 10.

С 1973 по 1976 гг. были опубликованы данные австралийского обзора в Молонгло [22]. К. содержит данные о 4158 радиоисточниках с потоками больше 0,1 Ян на частоте 408 МГц.

Наиболее известными К. источников на высоких радиочастотах явл. паркский К. на частоте 2700 МГц, опубликованный в 1973—1979 гг., обзоры на 5000 МГц на боннском 100-м радиотелескопе и радиотелескопе Национальной радиоастрономич. обсерватории США в Гринбанке. В 1982 г. астрономами ФРГ был опубликован компилятивный К. радиоисточников, полный для потоков больше 1 Ян на частоте 5000 МГц. Он охватывает всё небо, за исключением области галактич. экватора [23]. К. содержит данные о 518 радиоисточниках на многих частотах, данные отождествления, величины красных смещений и т. д. В 1981 г. Дж. Тейлором и Р. Манчестером опубликован компилятивный К. радиопульсаров [24]. В нем приведены осн. параметры 330 радиопульсаров.

Только за последние два десятилетия проведено более 100 радиоборозов, охватывающих частоты от 20 до 90 000 МГц. Число К. быстро растёт. Совр. аппаратура позволяет регистрировать огромное число радиоисточников (напр., на частоте 5000 МГц источников с потоком больше $5 \cdot 10^{-4}$ Ян — ок. $3 \cdot 10^5$ на одном ср небесной сферы).

И К - диапазон. Существуют К., насчитывающие неск. тыс. ИК-источников. В 1969 г. Дж. Нейтсбауером и Р. Лейтоном (США) опубликован К. на длине волны 2 мкм [25]. Обозначения: IRS — зона по склонению (в градусах) — порядковый номер в этой зоне, напр. IRS + 10 + 216. В 1975 г. появился каталог С. Прайса и Р. Уокера [26]. Приведённые в нём источники зарегистрированы приборами, установленными на ракетах. Потоки излучения измерены на длинах волн 4, 11 и 20 мкм.

Видимый диапазон. Помимо 3К существуют и К. др. объектов. В 1784 г. Ш. Мессье выпустил К. туманностей и звёздных скоплений. Обозначения по этому К. (напр., M2, M13) широко употребляются по настоящее время. Каталог Й. Л. Э. Дрейера NGC (New General Catalogue of Nebulae and Clusters) с двумя дополнениями (IC1 и IC11) содержит 13 226 аналогичных объектов (напр., M13 = NGC 6205) [27]. В 1967 г. Л. Перек и Л. Когоутек издали К. галактич. планетарных туманностей [28]. Наиболее полным К. звёздных скоплений и ассоциаций явл. каталог Г. Алтыера, И. Рупрехта и В. Ванисека [29], дополнение к к-рому вышло в 1981 г.

К галактик ярче 13^m , составленный Х. Шепли и А. Эймз, был пересмотрен А. Сандиджем и Г. А. Тамманном [30]. Б. А. Воронцовым-Вельяминовым составлен К. взаимодружающихся галактик [31]. Им же в соавторстве с А. А. Красногойской и В. П. Архиповой издан морфологич. К. галактик [32]. В 1961—1968 гг. Ф. Цвики и др. был опубликован 6-томный К. галактик и скоплений галактик [33]. На Ликской обсерватории (США) был проведен обзор всей доступной части небесной сферы. В 1967 г. К. Шейн и К. Виртанен опубликовали данные по подсчетам галактик, т. н. Ликский каталог галактик [34]. В этом К. приводятся числа галактик ярче 19^m , приходящихся на площадки небесной сферы размером $10' \times 10'$. В результате колоссальной работы выделено ок. 10^6 галактик (самые мощные телескопы на Земле могут зарегистрировать чуть больше 10^4 галактик в обоих полушариях небесной сферы). Ликский К. играет большую роль в выяснении пространств распределения галактик, которое позволяет проследовать структуру Вселенной. Помимо таких общих К. существуют К. пекулярных (необычных) внегалактических объектов. В 1967—76 гг. Б. Е. Маркаряном и В. А. Липовецким опубликованы списки галактик с ультрафиолетовым избытком в их спектрах по сравнению с нормальными галактиками [35]. Этот К. содержит прил. 1500 объектов. Очень важный компилятивный К. квазаров с известными красными смещениями был опубликован А. Хьюиттом и Дж. Вербижем в 1980 г. [36]. Он содержит сведения о 1549 объектах. Уже более четверти века астрономы пользуются К. богатых скоплений галактик, составленным Дж. Эйбеллом [37]. Он содержит ок. 2000 скоплений. Изучение богатых скоплений галактик из этого К. привело к открытию крупномасштабной неоднородности их распределения в пространстве.

Рентгеновский диапазон. Достаточно полных К. источников в этом диапазоне не существует. Эту область спектра астрономы начали осваивать сравнительно недавно. Рентг. наблюдения требуют внеатмосферных технических стойких экспериментов (см. *Внеатмосферная астрономия*). В диапазоне 2—6 кэВ наибольший (на сегодняшний день) К. получен из наблюдений, проведенных рентг. обсерваторией «Ухуру» (США) на спутнике «САС-A» с 1970 по 1973 гг. Наиболее полный, т. н. Четвертый, каталог «Ухуру» [38] содержит данные о 339 источниках, распределенных на всей небесной сфере. Большая часть источников лежит в области галактик экватора, и, следовательно, они явл. галактич. объектами. Однако зарегистрированы и внегалактич. объекты: сейфертовские галактики, скопления галактик. В 1979 г. советскими учеными был создан компилятивный К. рентг. источников, наблюдавшихся в 1964—77 гг. в основном в диапазоне $1-20$ кэВ [39]. К. содержит данные о 517 объектах и явл. полным до потоков, соответствующих двум-трем отсчетам «Ухуру». Один отсчет «Ухуру», напр. для спектра, подобного спектру Крабовидной туманности, соответствует потоку 1.7×10^{-11} эрг/(см²с) (в диапазоне 2—6 кэВ). В этот К. входят различные по природе объекты: это и стационарные источники в двойных системах, внегалактич. объекты, барстеры, рентг. пульсары, остатки вспышек сверхновых.

Гамма-диапазон. В 1979—80 гг. советские ученые опубликовали К. источников гамма-всплесков, зарегистрированных

в эксперименте «Конус», проведенном на АМС «Венера-11» и «Венера-12» [40]. В К. содержатся данные о 143 всплесках в диапазоне энергий 30 кэВ—2 МэВ. Приведены спектры всплесков, их временная структура.

В области спектра с энергиями более 100 МэВ значительная часть неба была исследована с европейского спутника «КОС-B». К. содержит ок. 40 источников [41]. Только четыре из них удалось отождествить. Большая часть зарегистрированных источников лежит в галактич. плоскости. В. А. Королев.

Лит. [1] Fourth fundamental catalogue (FK4), Heidelberg, 1963, p. 1—123. [2] Сводный каталог фундаментальных стабильных звезд, К., 1980. [3] Astronomische Beobachtungen auf der Sternwarte zu Bonn, Bd 3—5, 8, Bonn, 1859—86. [4] Results of the National Argentine Obs., v. 16—18, 21, 1892—1932 (ed. by Thome F., Perrine C.). [5] Gill D., Kapteyn J., The Cape photographic durchmusterung for the equinox 1875, v. 1—3, L., 1896—1900. [6] Cannon A., Pickering E., The Henry Draper catalogue, v. 1—9, Camb. (Mass.), 1918—24. Cannon A., The Henry Draper extension, Camb. (Mass.), 1925—36, ee же, The Henry Draper charts of stellar spectra, Camb. (Mass.), 1938. Cannon A., Mayall M., The Annie J. Cannon memorial volume of the Henry Draper extension, Camb. (Mass.), 1949. [7] Jaschek C., Conde H., Sierra A. de, Catalogue of stellar spectra classified in the Morgan — Keenan system, La Plata, 1964. [8] Kennedy P., Buscombe W., MK spectral classification published since Jaschek's La Plata catalogue, Evanston, 1974. Buscombe W., MK spectral classifications, Evanston, 1977, 1980—81. [9] Blanco V. M. и др., Photoelectric catalogue, Wash., 1968. [10] Wilson R. E., General catalogue of stellar radial velocities, Wash., 1953. [11] Abt H. A., Biggs E. S., Bibliography of stellar radial velocities, N. Y., 1972. [12] Jenkins L. F., General catalogue of trigonometric stellar parallaxes, New Haven, 1952; ee же, Supplement to the General catalogue of trigonometric stellar parallaxes, New Haven, 1963. [13] Luyten W. J., NLTT Catalogue, v. 1—4, Minneapolis, 1979—80. [14] Hoffleit D., Jaschek C., The bright star catalogue, 4 ed., New Haven, 1982. [15] Smithsonian Astrophysical Observatory star Catalog, Wash., 1966. [16] Jeffers H. M., van den Bos W. H., Greeb F. M., Index catalogue of visual double stars, 1961 0, pt 1—2, Berkeley, 1963. [17] Общий каталог переменных звезд, 3 изд., т. 1—3, М., 1969—71. [18] Bennett A. S., in Memoirs of the Royal Astronomical Society, v. 68, 1962, p. 163—72. [19] Pilkington J. D. H., Scott P. F., там же, v. 69, 1965, p. 183—224 (склонение от 20° до 40°). Gower J. F. R., Scott P. F., Willis D., там же, v. 71, 1967, p. 49—144 (склонение от -7° до 20° и от 40° до 80°). [20] Kenderdine S., Ryle M., Pooley G. G., Mon. Notic. Roy. Astr. Soc., 1966, v. 134, p. 189—210. Pooley G. G., Kenderdine S., там же, 1968, v. 139, p. 529—50. Pooley G. G., там же, 1969, v. 144, p. 101. Willson M. A. G., там же, 1970, v. 151, p. 1. Pearson T. J., там же, 1975, v. 171, p. 475. Pearson T. J., Kus A. J., там же, 1978, v. 182, p. 273. Waggett P. C., там же, 1977, v. 181, p. 547. [21] «Australian Journal of Physics», Astrophys. Suppl., 1969, № 7 (ed. J. Ekers, склонение от $+20^\circ$ до -90°), Shimmings A. J., Day G. A., там же, 1968, v. 21,

р 377—403 (склонение от $+20^\circ$ до $+27^\circ$), [22] Davies I. M. и др., там же, *Astrophys Suppl.*, 1973, № 28, Sutton J. M. и др., там же, 1974, № 33, Clarke J. N. и др., там же, 1976, № 40, [23] Kuhr H. и др., «*Astron. and Astrophys. Suppl. Ser.*», 1982, 45, № 3, р 367; [24] Manchester R., Taylor J., «*Astronomical Journal*», 1981, v 86, р 1953, [25] Neugebauer G., Leighton R. B., Two micron sky survey, Wash., 1969, [26] Price S. D., Walker R. G., *AFCRL Infrared Sky Survey*, AFCRL, TR-75, 0373, 1975, [27] Dreyer J., *New general catalogue of nebulae and clusters of stars (1888) Index catalogue (1895) Second index catalogue (1908)*, L., 1953, [28] Perek L., Kohoutek L., *Catalogue of galactic planetary nebulae*, Prague, 1967, [29] Alter G., Ruprecht J., Vanyssek V., *Catalogue of star clusters and associations*, 2 ed., Bdpst, 1970, Ruprecht J., Balázs B., White R. E., *Catalogue of star clusters and associations Suppl.*, Bdpst, 1981, [30] Sandage A., Tamman G. A., *A Revised Shapley—Ains Catalog of Bright Galaxies*, Wash., 1981, [31] Воронцов-Вельяминов Б. А., Атлас и каталог взаимодействующих галактик, 2 изд., М., 1970, [32] его же, Морфологический каталог галактик, ч 1—5, М., 1962—74 (ч 1 и 5 совм. с А. А. Красногорской, ч 2—4 совм. с В. П. Архиповой), [33] Zwicky F.

и др., *Catalogue of Galaxies and clusters of Galaxies*, v 1—6, Pasadena, 1960—68, [34] Shane C. D., Wirtanen C., *The distribution of Galaxies*, Santa Cruz, 1967, [35] Маркарян Б. Е., «*Астрофизика*», 1967, т 3, с 55, 1969, т 5, с 444, 1969, т 5, с 581, Маркарян Б. Е., Липовецкий В. А., там же, 1971, т 7, с 511, 1972, т 8, с 155, 1973, т 9, с 487, 1974, т 10, с 307, 1976, т 12, с 389, 1976, т 12, с 657, [36] Hewitt A., Burridge G., «*Astrophysical Journal Suppl. Ser.*», 1980, v 43, р 57, [37] Abell G. O., там же, 1958, v 3, № 31, р 211—88, [38] Forman W. и др., там же, 1978, v 38, р 357, [39] Amsuei P. R. и др., там же, 1979, v 41, р 327, [40] Mazets E. P. и др., «*Astrophysics and Space Science*», 1981, v 80, р 3—143, [41] Hermesen W. и др., «*Nature*», 1977, v 269, р 494, Swannenburg B. и др., «*Astrophysical Journal Letters*», 1981, v 243, р 69
 Бакулин П. И., *Фундаментальные каталоги звезд*, 2 изд., М., 1980, Куликовский П. Г., *Звездные каталоги, атласы и карты*, в кн. *Практические работы по звездной астрономии*, М., 1971, с 7—49, Пахольчик А., *Радиоастрофизика*, черс. англ., М., 1973, Воронцов-Вельяминов Б. А., *Внегалактическая астрономия*, 2 изд., М., 1978, Collins M., *Astronomical catalogues 1951—1977*, L., 1977

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

В указатель вошли названия всех статей «Физики космоса», понятия (термины), освещенные в статьях, а также названия некоторых астрономических объектов. Названия статей и соответствующие им номера страниц выделены полужирным шрифтом. Для остальных терминов после номера страницы, в необходимых случаях, в скобках указан номер столбца. Две или более страницы указаны, как правило, в случаях, когда имеется дополнительная информация о термине. Термины приведены в алфавитном порядке. Фамилии, входящие в состав терминов, выделены курсивом.

А

Абсолютно чёрное тело 110
Автоионизационные состояния 289(2), 290(1)
Автоионизация 289(2), 290(1)
Адиабатический инвариант (заряженной частицы) первый 369(2)
— второй 370(1), 490(1)
Адиабатический процесс 110
Адроны 111
Аккреционная колонка 590(2), 591(1)
Аккреционные диски 111
Аккреция 115, 589 (2)
Активные области на Солнце 40(2), 46(1), 47(1)
Альbedo 117
— сферическое интегральное 52(2)
Альеновская скорость 118(2)
Альеновские волны 118
Ангстрем 119
Анигиляция частиц и античастиц 119
Антенная температура 119
Антиапекс 121(1)
Античастицы 120
Апекс 121
Апертурного синтеза метод 121
Апогей 746(2)
Апоцентр 746(2)
Аромат 297(2)
Ассоциации звёзд 260(1), 266(1), 267(1)
Астероиды 122
Астроклимат 125
Астрономическая единица 126
Астротометрия 128
— фотографическая 457(1)
— фотоэлектрическая 458(1)
Атмосферы звёзд 28
Афелий 746(2)
Ахондриты 402(2)

Б

Балдж 62(1), 63(2), 73(2), 77(2)
Бальмера серия 132
Бальмеровский декремент 132

Бальмеровский скачок 33(1,2), 133
Бар 256(1)
Барнионная асимметрия Вселенной 134
Барионы 137
Барометрическая формула 137
Барстеры 138
Белые карлики 141, 212
Бесилловое магнитное поле 365(2)
Бесстолкновительная звёздная система 253(2), 653(1)
Бесстолкновительная (бурная, «быстрая») релаксация 253(2), 254(1), 616(1)
Бесстолкновительные ударные волны 142
Бета-процессы 146
Бланкетирования вектор 498(2)
Блеск 147
«Блны» 105(1,2)
Бозоны 651(1)
— хиггсовские 744(1)
— $W^\pm$ и Z^0 153(1,2)
— X 136(1), 154(2)
— Y 154(2)
Болид 401(2)
Болометр 147
Болометрическая поправка 149
Больцмана постоянная 149
Больцмана распределение 149

В

Варнация космических лучей 151
Великого объединения модели 153
Верхняя атмосфера 156
Взаимодействие излучения с веществом 163
Вина закон смещения 496(1)
Вирнала теорема 167
Вистеры 486(1)
Вмороженность магнитного поля 365(1)
Внеатмосферная астрономия 168
Внеземные цивилизации 169
Водородный цикл 173
Возраст небесных тел 174

Волны плотности 652(2), 653(1,2), 654(1,2)
Вольфа числа 639(2)
Вольфа — *Райе* звёзды 177, 212
Восходящий узел 747(1)
Вращение звёзд 179
Время (методы измерения) 182
Время жизни частиц 186
Вспыхивающие звёзды 187
Вспышки на Солнце 47(1), 191, 630(1,2)
Вторая космическая скорость 474(1)
Вырожденный газ 194
Высокоширотные и высокоскоростные облака 195
Высота однородной атмосферы 138(1)

Г

Газовая постоянная 197
Газово-пылевые комплексы 391(1), 395(1)
Галактика 62
Галактики 76
— образование 84(2), 104(2)
— с нестационарными ядрами 767(1)
Галактическая долгота 316(2)
Галактическая широта 316(2)
Галактический центр 73(1), 197
Галилеевы спутники Юпитера 199
Гамма 203
Гамма-астрономия 203
Гамма-всплески 206
Гамма-телескоп 204(2), 205(1)
Гелиевые реакции 24(2), 209
Гелиосфера 210
Геокоорона 158(2), 738(2)
Геомагнитная ловушка 369(2), 443(1)
Геркулес X-1 (Her X-1) 585, 589(1), 591(1), 593(2), 594(2), 595(1)
Герцишпрунга провал 211(1)
Герцишпрунга — *Ресселла* диаграмма 22(2), 210
Гетеросфера 58(1)
Гидромагнитное динамо 213

Гидростатическое равновесие
авёзд 21(1), 227(1)
Гиромагнитная частота 712(1)
Гричачастота 712(1)
Главная последовательность
215
Глобулы 216, 277(1,2)
Глюоны 216
Гомопауза 58(1)
Гомосфера 58(1)
Горизонт видимости во Вселенной 217
Горизонт чёрной дыры 715(1)
Горячей Вселенной модель 407(2)
Гравитационная линза 223(1)
Гравитационная неустойчивость 103(2), 218
Гравитационная постоянная 220
Гравитационная фокусировка 222
Гравитационная энергия в классической физике 223
Гравитационное излучение 224
Гравитационный коллапс 24(2), 225
Гравитационный потенциал 223
Гравитационный радиус 234
Гравитация, то же, что Тяготение
Гравитон 107(2), 234
Грануляция 40(2), 41(1), 234

Д

Давление излучения 236
Движение Солнца 237
Двойной комптон-эффект 312(1)
Двойные звёзды 238
Дебаевский радиус (радиус экранирования) 482(1), 564(1)
Драва А (Vir A) 87(1), 537(2), 542(1), 543(1), 544(1,2), 545(1), 772(1)
Дейтерий межзвёздный (первичный) 409(2), 410(1,2)
Декремент затухания 444(2)
Детальный баланс 658(2)
Дефект массы 241
Джинса критерий 725(1)
Джинса неустойчивость, то же, что Гравитационная неустойчивость
Джинсовская длина волны 218(2)
Джинсовская масса 103(1), 263(1)
Джоулево затухание 364(2), 365(1)
Диллюция излучения 241
Дисперсионное соотношение 483(2)
Дисперсия волн 242
Дисперсия скоростей 244
Диссипация атмосфер 138(2), 244
Диссоциация 245
Долгота восходящего узла 747(1)
Доменная структура вакуума 155(1)
Доллера эффект 246
Дрейф заряженных частиц 348(1), 370(1)

З

Закалка (замораживание) концентрации 745(1)
Запрещённые спектральные линии 248
Заряд 249
— цветовой 217(1), 250(2), 298(1), 743(2)
Затухание Ландау 337(2)
Звезда-кокон 251
Звёздная динамика 252
Звёздные величины 258
Звёздные ассоциации 260(1), 266(1), 267(1)
Звёздные скопления 17(1), 260
Звёздный ветер 260
Звездообразование 262
Звездотяжение нейтронной звезды 330(2), 437(1)
Звёзды 17
— белые карлики 141(1), 212
— Вольфа — Райе 177(1), 212
— вспыхивающие 187(1)
— двойные 238(2)
— красные гиганты и сверхгиганты 331(2)
— красные карлики 332(2)
— нейтронные 433(2)
— нестационарные 17(2), 25(1), 437(2)
— новые, см. Новые звёзды
— переменные 17(2), 25(1), 212, 475(2)
— сверхновые 232(2), 600(2)
— симбиотические 26(1), 438(2)
— типа Алголя (β Персея, β Per) 475(2), 476(1), 732(1)
— — Мира Кита 25(2), 477(1), 479(2), 480(1)
— — ВУ Дракона (VU Dra) 180(2), 189(2), 362(2), 477(2)
— — FU Ориона (FU Ori), см. Фуоры
— — HZ Геркулеса (HZ Her) 477(2), 589(1)
— — Р Лебедя (P Cyg) 36(1), 293(1), 602(2), 734(2)
— — RR Лыры (RR Lyr) 25(2), 212, 477(1), 478(2), 480(1,2), 527(2), 528(1), 529(2), 530(1), 532(2)
— — RV Тельца (RV Tau) 212, 477(1), 478(2), 480(1), 527(2)
— — Т Тельца (T Tau) 20(2), 23(1), 25(2), 212, 260(2), 292(2), 439(1,2), 682(2)
— — U Близнецов (U Gem) 111(2), 448(1), 480(1), 736(1)
— — UV Кита (UV Cet) 187(1), 438(1,2), 439(1)
— — W Большой Медведицы (W UMa) 240(1,2)
— — W Девы (W Vir) 212, 480(1), 710(2), см. также Цефеиды
— — β Большого Пса (β Cma), см. β Цефея
— — β Лыры (β Lyr) 240(1,2), 475(2), 476(1)
— — β Цефея (β Cep), или β Большого Пса (β Cma) 212, 477(1), 479(1,2), 527(2), 528(1), 532(2)
— — δ Щита (δ Set) 25(2),

212, 477(1), 478(2), 527(2), 528(1), 532(2)
— — ξ Возничего (ξ Aur) 240(2), 476(1)
— эруптивные 438(1,2), 477(1)
Зеемана эффект 267
Золотой Рыбы 30 (30 Dor) 358(2), 359(1,2)
Зоны захваченной радиации 370(2)
Зоны III (области ионизованного водорода, области HII) 67(2), 71(1,2), 72(1), 270
Зоны ионизованного углерода 664(1)

И

Изгибное излучение 278
Излучение серого тела 656(2)
Излучения коэффициент 300(1)
Изобары 278
Изотопы 278
Интерционный интервал 492(1), 667(1)
Инкремент нарастания 444(2)
Интенсивность излучения 505(1)
Интерферометр звёздный 461(1), см. также Интерферометрия
Интерферометрия 279
Инфляционной Вселенной модель 107(1), 412(2)
Инфракрасная астрономия 281
Ионизационное равновесие 287
Ионизационные разрывы 682(1)
Ионизация 289
Ионная температура 292
Ионно-звуковые волны 485(1)
Ионно-плазменные волны 485(1)
Ионосфера 59(2), 158(2)
Испарение звёзд из звездной системы 255(1)
Источник вещества из звёзд 292

К

Касп полярный 160(2), 371(1)
Кассиопея А (Cas A) 470(2), 471(1), 472(1), 534(2), 586(1)
Каталоги астрономические 775
Квазары 295
Квантовый выход 296
Кварки 297
Кварковый мешок 766(2)
Кентавр А (Cen A) 87(1), 205(2), 537(2), 543(2), 544(1)
Кентавр X-3 (Cen X-3) 585, 588, 591(1), 594(1), 734(2)
Кеплера законы 299
Кинга закон 614(2)
«Кирквуда люки» 122(2)
Киркгофа закон излучения 300
Классы светимости 607(1)
Колебания и волны на Солнце 300
Коллапс гравитационный 24(2), 225(2)

— — релятивистский 578(1)
Колор-индекс, то же, что Показатель цвета
Кольцевой ток магнитосферы 370(2)
Кометы 302
Комптона эффект 311(1)
Комптонизация 306
Комптоновская длина волны 310
Комптоновское рассеяние 311
Конвективная зона 313(2)
Конвекция 313
Конверсия волн 486(1), 491(2)
Конфайнмент 743(2)
Координаты астрономические 315
Корональные дыры 45(1), 316
Корональные конденсации 44(2), 546(1), 625(2)
Корональные петли 44(2)
Короны галактик 62(1), 63(2), 69(1), 77(2), 257(2)
Короны звезд 28(2), 260(1), 261(1)
Космические лучи 317, 407(1)
— —, аномальный компонент 397(2)
Космология 90
Космохронология ядерная 326
Крабовидная туманность 327
Красное смещение 331
— космологическое 88(1), 92(2), 98(2), 331(2)
Красные гиганты и сверхгиганты 331
Красные карлики 332
Красота 250(1), 297(2)
Кривая роста 333
Кривизны тензор 674(2)
Критическая плотность Вселенной 96(2)
Критическая светимость (эдингтоновская светимость) 237(1), 335

Л
Лагранжа точки 499 (1,2)
Лаймана серия 337
Ландау затухание 337
Ландау уровни 712(1)
Ларморовский радиус 348(1)
Лациртиды 341
Лебедь А (Cyg A) 401(1), 534(2), 537(1), 543(1)
Лебедь X-1 (Cyg X-1) 116(2), 130(1), 205(2), 308(1), 585, 718(2)
Ленгмюровская частота 342
Ленгмюровские (электронно-плазменные) волны 484(2)
Ленгмюровские каверны 445(2), 492(2), 493(1)
— —, схлопывание (коллапс) 445(2), 493(1)
Ленгмюровский коллапс 445(2), 493(1)
Лептоны 342
Линейчатое излучение 342
Линия апсид 746(2)
Линия узлов 747(1)
Локальное термодинамическое равновесие 344(1), 659(1)
Лоренца преобразования 672(2)
Лоренца сила 347
Луна 348
Лучевая скорость 355
«Люки Кирквуда» 122(2)

М

Магеллановы облака 80(2), 357
Магические ядра 360
Магнитные звезды 360
Магнитные поля Солнца и звезд 45(2), 361
Магнитный монополю 155(2), 251(2)
Магнитный поток 363
Магнитогидродинамика 364
Магнитодрейфовое излучение 278(1)
Магнитозвуковые волны 366 (2), 485(1,2)
Магнитопауза 367(2), 368(1,2)
Магнитосфера Земли 160(2), 367(2)
Магнитосферы планет 367
Магнитотормозное излучение 376
Мазерный эффект в космосе 376
Максвелла распределение 378
Масконы 353(2)
Масс функция 454(1)
Масса покоя 379
Масса — светимость зависимость 22(1), 241(1), 380
Массовое число 380
Массы небесных тел (методы определения) 381
Межзвездная поляризация света 501(1,2), 502(2)
Межзвездная пыль 384
Межзвездная среда 67(1), 386
Межзвездное поглощение света 387
Межзвездное покраснение 387(1)
Межзвездный ветер 389
Межзвездный газ 67(1), 389
Межзвездный (первичный) дейтерий 409(2), 410(1,2)
Межпланетная среда 396
Межпланетное магнитное поле 48(2), 396(2), 611(2), 612(1), 637(1)
Мезоны 398
Мезопауза 156(2)
Мезопик 58(2), 156(2)
Мезосфера 58(2), 156(2)
Мера вращения 398
Мера дисперсии 398
Мера эмиссии 399
Мерцаний метод 399
Металличность 66(1)
Метеориты 401
Метрический тензор 673(1), 674(2)
Микроволновое фоновое излучение 93(2), 403
Млечный путь 407
Модель горячий Вселенной 100(2), 407
Модель инфляционной Вселенной 107(1), 412
Молекулы в межзвездной среде 414
Молекулы на звездах 417
Монополю магнитный 155(2), 251(2)
Мультиплетность терма 689(1)

Н

Наклон орбиты 747(1)
Населения звездные 419

— Галактики 64(1)
Невидимые спутники звезд 420
Нейтральная линия магнитного поля 192(1), 193(1), 369(1), 372(2), 373(1)
Нейтринная астрономия 421
Нейтринная астрофизика 425
Нейтрино 428, 745(1)
—, детекторы, см. Нейтринная астрономия
— космические высоких энергий 425(2), 427(2)
— космологические, см. реликтовые
—, осцилляции 426(2), 429(2)
— от коллапсирующих звезд 233(1,2), 423(1), 427(1)
— реликтовые (космологические) 102(1), 409(1), 410(2), 412(1,2), 422(1), 425(1,2)
— солнечные 422(1), 426(1)
Нейтрон 430
Нейтронизация 431
Нейтронные звезды 433
Нейтронный захват 437
Неопределённости принцип 496(2)
Непрозрачность 300(1)
Нестационарные звезды 17(2), 25(1), 437
Нетепловое излучение 439
Неустойчивости звездных систем 256(1,2), 257 (1,2)
Неустойчивости плазмы 440
Неустойчивость Джинса (гравитационная) 103(2), 218(1)
— Рэлея — Тейлора 596(2)
Нисходящий узел 747(1)
Новые звезды 212, 445
— — карликовые 116(1), 448(1)
— — повторные 448(1), 480(1,2)
Нуклеосинтез 517(1)
Нуклиды 448
Нуклонные оболочки 696(1)
Нуклоны 448

О

Обилие 449
Обойденные ядра 449
Оболочки — гиганты в межзвездной среде 449
Обратный комптон-эффект 311 (1), 312(2)
Обрашающий слой 38(2)
Объект SS 433, 431
Объекты Херbiga — Аро 661(2), 726(2)
«Свraag неустойчивости» 228(1)
Однородная атмосфера 445
Оже эффект 290(1)
Ольберса парадокс 701(1)
Орбита облака 305(2), 514(1)
Оптическая астрономия 456
Оптическая толща 163(2), 463
Оптический телескоп 463
Ориентация спинов в космической среде 467
Освещённость 469, 505(1)
Остатки вспышек сверхновых 469
Остаточная интенсивность 645(2)
Отбора правила 686(1)
Отдачи эффект 311(1)

Отрицательные ионы водорода 32(2)
Очарование 250(2), 297(2)

П

Параболическая скорость 474
Парадокс Олберса 701(1)
Параллакс (в астрономии) 474
Парниковый эффект в атмосферах планет 474
Парсек 475
Первая космическая скорость 748(1)
Переменные звёзды 17(2), 25(1), 212, 475
Пересоединение магнитное 193(2), 367(2), 368(2)
Переходы квантовые 685(1)
— безызлучательные 685(2)
— вращательные 693(2)
— запрещённые 248(1), 686(1)
— излучательные (радиационные) 685(2)
— индуцированные 685(2)
— интеркомбинационные 690(1)
— колебательно-вращательные 693(2)
— разрешённые 686(1)
— свободно-свободные 31(1), 165(1)
— связанно-свободные 31(1), 164(2)
— связанно-связанные 31(1), 164(1)
— электрические дипольные 686(1)
— электронно-колебательно-вращательные 693(1)
Перигей 746(2)
Перигей 746(2)
Период — светимость зависимость 481
Перицентр 746(2)
—, аргумент 747(1)
—, долгота 747(1)
Пикнодерные реакции 750(1), 759(1)
Плазма 481
Плазменная мантия 368(2)
Плазменная турбулентность 486
Плазменное эхо 340(1)
Плазменный слой магнитосферы 369(1)
Плазменный конденсат 492(2)
Плазмпоза 161(1)
Планетосфера 371(2)
Планетарные туманности 494
Планетезимали 608(2)
Планеты 50
Планка закон излучения 495
Планка постоянная 496
Планковские единицы 496(2)
Плероны 472(2)
Поглощение и рассеяние излучения в линиях 34(1), 164(1), 342(1)
Поглощения коэффициент 163(2)
Подсистемы Галактики 62(2), 64(1), 66(1)
Позитрон 497
Позитронный захват 146(2)
Показатель адиабаты 110(2)
Показатель цвета 18(2), 129(1), 497

Поколения звёзд 23(2), 85(2), 262(1)
Покраснение межзвёздное 387(1)
Покраснения вектор 498(2)
Полоса нестабильности 212(1), 478(2), 479(1,2), 480(1)
Полость Роша 499
Поляризация электромагнитных волн 500
Поляризация излучения космических источников 501
Полярные сияния 161(2)
Полярный ветер 161(1)
Поляры 115(2), 116(1)
Потемнение к краю 33(2), 37(2), 39(2), 504
Поток излучения 504
Правила отбора 686(1)
Правило Хунда 689(2)
Пранци эффект 505
Предел Роша 499(2)
Предел статичности 716(2)
Прелесть 297(2)
Принцип неопределённости 496(2)
Принцип эквивалентности 672(2)
Провал Герцшпрунга 211(1)
Продольные токи магнитосферы 370(2)
Прозрачность земной атмосферы 505
Происхождение солнечной системы (планетная космогония) 508
Происхождение химических элементов 517
Проницающая сила телескопа 518
Протозвёзды 263(2), 725(2)
Протон 518
Протопланетное облако (протопланетный диск) 511(2), 512(1,2)
Протуберанцы 45(1), 519
Прямое восхождение 316(2)
Пульсары (радиопульсары) 72(1), 521
Пульсации звёзд 527
Пульсации Солнца 302(1)

Р

Равноденствия точки 315(2)
Радиационные пояса 371(2)
Радионавигация 533
Радиогалактики 87(2), 541
Радиоизлучение Солнца 545
Радиоизлучение Юпитера нетепловое 53(2), 202(1), 374(2), 375(1)
Радиointерферометр 547
Радиолития водорода 21см 551
Радиолокационная астрономия 552
Радиометр 559
Радиотелескоп 560
Радиус коротации 114(2)
Радиус Чепмена—Феррари 367(2)
Радиус экранирования (дебаевский радиус) 564
Размеры звёзд (методы определения) 564
Разрешающая способность телескопа 565
Распространённость элементов 94(2), 565

Рассеянные звёздные скопления 567
Расстояния до космических объектов (методы определения) 569
Расщепление уровней энергии инверсионное 694(2)
— — — сверхтонкое 688(1), 694(2)
— — — спин-вращательное 693(2)
— — — тонкое 688(1)
— — — А- (А-удвоение) 693(2)
Реакции скалывания 573
Реголит 351(2)
Резонансные линии 573
Рейнольдса число 665(2)
— — магнитное 214(1)
Рекомбинационные радиолитии 573
Рекомбинация 30(2), 576
Рекуррентные потоки частиц высокой энергии 396(2), 397(1)
Реликтовое излучение 93(2), 403(1), 407(2)
Релятивистские частицы 577
Релятивистский гравитационный коллапс 578
Рентгеновская астрономия 580
Рентгеновские пульсары 587
Рентгеновский телескоп 583(2)
Ридберга постоянная 574(1), 595
Римы 272(1), 682(2)
Рождение (образование) пар в кулоновском поле ядра 119(2), 166(2)
— — в сильном гравитационном поле 678(1)
Роша полость 499(1)
— предел 499(2)
Ролесовское рассеяние 164(1), 595
Ролля—Джинса закон излучения 596
Ролля—Тейлора неустойчивость 596

С

Сага формула 609
Сверхгрануляция (супергранулы) 40(2), 314(2)
Сверхновые звёзды 232(2), 600
«Сверхсветовые скорости» 539(1)
Светимости классы 19(1), 607, 644(1)
— функция 383(1), 609(2)
Светимость в астрономии 607
— критическая (единица) 237(1), 335(2)
Световой год 608
Светофильтры 608
Свисты 486(1)
Свободно-свободные переходы 31(1), 165(1)
Связанно-свободные переходы 31(1), 164(2)
Связанно-связанные переходы 31(1), 164(1)
Сейфертовские галактики 609
Секторная структура межпланетная 611

Секуида 612
Сечение поперечное эффективное 163(2)
Сила осциллятора 333(2)
Сильное взаимодействие 740(2)
Синхротронное излучение 612
Склонение 316(2)
Скопления галактик 82(2), 83(1), 86(2), 614
Скопления звезд, см. **Звездные скопления**
Скорость света 622
Скорпион X-1 (Sco X-1) 584(2), 585, 586(2)
Скрытая масса 81(2), 410(2), 622
Слабое взаимодействие 153(1), 741(1)
«Слоновые хоботы» 272(1)
Солитоны 143(2), 144(1,2), 243(1)
Солнечная корона 43(2), 623
Солнечная нейтринная единица (SNU) 422(2)
Солнечная постоянная 627
Солнечная хромосфера 42(2), 628
Солнечно-земные связи 48(2), 49(2), 629
Солнечные космические лучи 632
Солнечные пятна 41(1), 46(1,2), 634
Солнечный ветер 48(2), 396(1), 636
Солнечный цикл 639
Сопутствующая система отсчёта в космологии 98(1), 641
Спекл-интерферометрия 641
Спектральные классы звезд 19(1), 20(1), 32(2), 643
Спектральные линии 645
—, доплеровская полуширина 333(2)
—, запрещённые 248(1)
—, интеркомбинационные 345(1)
—, профили типа P Cyg (P Лебеда) 602(2)
—, резонансные 337(1), 573(1)
—, спутники 347(1)
—, эквивалентная ширина 333(2), 646(1)
Спектральные приборы 648
Спектральные серии атомарные 650
Спектральный индекс 650
Спектроскопический символ иона 287(2), 292(1)
Спектроскопия оптическая 459(1)
Спикулы хромосферные 43(1), 628(1), 629(1)
Спин 651
Спиральная структура галактик 256 (1,2), 258(1), 651
Спутники звезд невидимые 420(2)
Среднее движение 747(2)
Средняя аномалия 747(2)
Статистический вес 149(2), 343(2)
Стефана—Больцмана закон излучения 654
Странность 250(2), 297(2)
Стратомезосфера 58(2)
Стрелец A (Sgr A) 74(1), 198(1,2), 199(1)

Стрелец B (Sgr B) 74(1), 198(1), 265(1)
Страхивания эффект 289(2)
Суббуря 161(2)
— магнитосферные 371(2), 376(1)
Супергравитация 154(2)

Т

«Тарантул» 358(2), 359(1,2)
Телескоп, гамма- 204(2), 205(1)
— ИК-283(1)
— нейтринный 423(2)
— оптический 463(2)
— радио-560(1)
— рентгеновский 583(2)
Телесный угол 655
Теллурические линии 655
Температура 655
— антенная 119(2)
— ионная 292(2)
— цветовая 710(1)
— шумовая 722(2)
— электронная 740(1)
— эффективная 748(2)
— яркостная 773(2)
Тензор кривизны 674(2)
Тепловое излучение 656
Тепловое равновесие звезд 21(2)
Термодинамическое равновесие 658
—, локальное 344(1), 659(1)
Термопауза 157(1)
Термосфера 59(1), 157(1)
Термоядерные реакции 757(2)
Термы спектральные 689(1)
Томсоновское рассеяние 660
Тор Ио 202(1), 374(2), 375 (1,2)
Тормозное излучение 660
Тормозное поглощение 165(1)
Точка весеннего равноденствия 315(2)
Точка осеннего равноденствия 315(2)
Точки Лагранжа 499(1,2)
Транзиентные рентгеновские источники 587(1)
30 Золотой Рыбы (30 Dor) 358(2), 359(1,2)
Тропопауза 58(2)
Тропосфера 58(2), 156(1)
Туманности 661
Густанность Андромеды (M31) 82(2), 84(1,2), 255, 287(1)
Турбопауза 158(1)
Турбулентность 665
— плазменная 486(2)
Тяготение 668

У

Углеродный цикл 679
Ударные волны в космосе 681
Узел орбиты 747(1)
Укрупнение волнового фронта 143(2)
Уравнение времени 183(2)
Уравнение состояния 682
Урка-процесс 683
Уровни энергии 30(1), 684
Уровни Ландау 712(1)
«Ухуру» единица (отсчёт) 584(2)

Ф

«Фаза шампанского» 277(1)
Факел фотосферный 41(2)
Фарадея эффект 699
Фермионы 651(1)
Фибриллы 43(2), 628(2)
Флокулы 43(2), 700
Фооновое излучение Вселенной 700
Форбуша эффект 151(2)
Фотоионизация 165(1), 289(2)
Фотометрические системы 129(1)
Фотометрические стандарты 129(1)
Фотон 705
Фотопоглощение 164(2)
Фотосфера 706
Фотозффект 164(2), 706
— ядерный 167(1)
Фраунгоферовы линии 38(2), 707
Функция масс 454(1)
— светимости 383(1), 609(2)
Фуоры 707

Х

Хаббла диаграмма 296
Хаббла закон 92(2), 709
Хаббла постоянная 92(2), 709(1)
Хербига—Аро объекты 661(2), 726(2)
Хиггсовские бозоны 744(1)
Хондриты 402(2)
Хромосфера солнечная 42(2), 628(1)
Хромосферная вспышка 191(1)
Хромосферная сетка 40(2), 43(1), 314(2), 628(2)
Хромосферы звезд 28(2)
Хунда правило 689(2)

Ц

Цвет звезды 709
Цвет (цветовой заряд) 217(1), 250(2), 298(1), 743(2)
Цветовая температура 710
Цвет — светимость зависимость 22(2), 710
Цефеиды 71(1), 212, 477(1,2), 478(2), 479(1,2), 480(1), 481(1), 527(2), 528(1), 529(2), 532(2), 710
Цивилизации внеземные 169(1)
Циклотронная частота 712
Циклотронное излучение 712
Циклотронный резонанс 442(2), 489(1)
Циркуляция атмосферы обшай 59(2)

Ч

Чандрасекара предел 713
Чепмена — Феррарио радиус 367(2)
Черенкова — Вавилова излучение 714
Черенковский резонанс 338(1), 488(1), 490(1)
Чёрные дыры 714

Ш

Шаровые звёздные скопления 718
Шварцшильда сфера 234(1)
Штарка эффект 721
 Шумовая температура 722

Э

Эвершеда эффект 41(2)
 Эволюция звёзд 724
 Эволюция тесных двойных звёзд 731
 Эддингтоновская светимость (*Эддингтона* предел светимости), то же, что *Критическая светимость*
Эйнштейна коэффициенты 685(2)
Эичштейна уравнения 675(1)
 Эквивалентная мощность шума (ЭМШ) 148(2), 284(2)
 Эквивалентная ширина спектральной линии 333(2), 646(1)

Эквивалентности принцип 672(2)
 Экзосфера 158(2), 738
 Эклиптика 315(2)
 Эклиптическая долгота 316(2)
 Эклиптическая широта 316(2)
 Экстинция 163(1), 387(1)
 — на космических пылинках 164(1)
 Экстинкция в атмосфере 738
 Эксцентриситет 747(2)
 Электрон 739
 Электронвольт 739
 Электронная конфигурация 688(2)
 Электронная оболочка 688(2)
 Электронная температура 740
 Электронный захват 146(2)
 Электронный слой 688(2)
 Электрослабое взаимодействие 153(2)
 Элементарные частицы 740
 Элементы орбиты 746
 Энергия связи 748
 Эргосфера 716(2)
 Эффективная температура 748
 Эффективное поперечное сечение 163(2)

Я

Ядерная астрофизика 750
 Ядерное статистическое равновесие (NSE) 752(2), 759(1)
 Ядерные реакции 751
 Ядерные силы 754(2), 763
 Ядра галактик 766
 Ядро атомное 772
 Ядро Галактики 74(1), 198(2)
 Янский 773
 Яркостная температура 773
 Яркость 773
 CNO-цикл, то же, что *Углеродный цикл*
 CPT-теорема 135(2)
 FG Стрелы (FG Sge) 26(2), 27(2)
 LMC X-4 588(1), 592(1)
 N-галактики 420
 r-процессы 437(2)
 s-процессы 437(2)
 SMC X-1 336(2), 588(1), 591(1), 592(1), 594(1)
 SS 433 451(2)
 UVB — система 129(2)
 Λ -расщепление (Λ -удвоение) 683(2)
 Λ -член 97(2)

Ф50

Физика космоса: Маленькая энциклопедия
/Редкол.: Р. А. Сюняев (Гл. ред.) и др. — 2-е изд.,
перераб. и доп. — М.: Сов. энциклопедия, 1986 —
783 с., ил.

Второе издание маленькой энциклопедии «Физика космоса» знакомит читателей с последними достижениями бурно развивающихся наук о космосе. В статьях энциклопедии рассказано о важнейших физических процессах в Солнечной системе, на звездах, в звездных системах и во Вселенной в целом; приведены наиболее существенные результаты исследований космоса с помощью космических аппаратов.

Необходимость учета достижений астрофизики и смежных наук за десять лет, прошедших со времени выхода первого издания, потребовала включения новых статей и написания заново подавляющего большинства статей первого издания, поэтому второе издание представляет собой, по существу, новую книгу.

Энциклопедия рассчитана на студентов, преподавателей физики и астрономии, лекторов, а также специалистов в области смежных наук как источник новейших данных о космосе.

Ф $\frac{1705040000-007}{007(01)-86}$ КБ—51—4а—1984

524(03)

ИБ № 108

Сдано в набор 24.05.84. Подписано в печать 21.05.85. Т-08889. Формат 60×90^{1/16}. Бумага типографская № 1. Гарнитура Обыкновенно-новая. Печать текста высокая. Объем издания 78,24 уч.-изд. л. 49,25 усл. кр. отт. Тираж 70 000 экз. Заказ № 1584. Цена 5 руб. 40 коп.

Ордена Трудового Красного Знамени издательство «Советская Энциклопедия». 109817, Москва, Покровский бульвар, 8.

Ордена Трудового Красного Знамени Московская типография № 2 «Союзполиграфпрома» при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 129301, Москва, Проспект Мира, 105.